

Optische Verstärkungsmessungen von (In, Al)GaN Diodenlasern

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
der
Fakultät Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Evi Sturm
aus Bad Kötzing

2005

Promotionsgesuch eingereicht am: 29.11.2005

Die Arbeit wurde angeleitet von : Dr. habil. Ulrich T. Schwarz

Prüfungsausschuss:	Vorsitzende:	Prof. Dr. M. Grifoni
	1. Gutachter:	PD Dr. U. T. Schwarz
	2. Gutachter:	Prof. Dr. C. Strunk
	weiterer Prüfer:	Prof. Dr. D. Göritz

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	4
2.1	Optische Eigenschaften der Gruppe III-Nitride	4
2.2	Verstärkung und stimulierte Emission	13
2.3	Verstärkungsspektrum und Viel-Teilchen-Wechselwirkungen	20
2.4	(In, Al)GaN Halbleiter-Laserdioden	24
2.5	Verstärkung und Brechungsindex in Halbleiter-Laser-Resonatoren ..	30
2.6	Methoden zur Verstärkungsmessung	39
3	Experimente	46
3.1	Versuchsaufbau	46
3.2	Durchführung von Messungen	50
4	Ergebnisse	53
4.1	Verstärkungsspektren	53
4.2	Alterung	65
4.3	Brechungsindex	70
4.4	Ladungsträger-induzierte Brechungsindexänderung	74
4.5	Bestimmung des α -Faktors	85
4.6	Diskussion von Ladungsträger-induzierter Brechungsindexänderung und α -Faktor	89
4.7	Exzitonische Beiträge zur Verstärkung	96

5	Zusammenfassung und Ausblick	105
6	Literaturverzeichnis.....	108

1 Einleitung

Seit der Verwirklichung der ersten auf GaN basierenden Laserdioden [Nak97] knüpfen sich große Erwartungen an diese im Blauen und nahen Ultraviolett emittierenden Halbleiter-Bauelemente. Es gibt viele Anwendungsbereiche für Laserdioden, bei denen die Verwendung von blauem oder ultraviolettem Licht statt des bisher eingesetzten roten Laserlichts deutliche Vorteile bringt. So wächst beispielsweise die Speicherdichte optischer Medien mit kürzer werdender Wellenlänge. Die Marktreife der blauen Laserdiode ermöglicht daher eine neue Generation von DVD-Laufwerken, Laserdruckern und Projektionstechniken und den Einsatz in der Medizintechnik.

In Deutschland wurde zur Entwicklung der ersten europäischen blauen Laserdiode ein vom Bundesforschungsministerium unterstütztes Verbundprojekt ins Leben gerufen. Daran nehmen die Fa. OSRAM Opto Semiconductors in Regensburg, das Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg, die TU Braunschweig und die Universitäten in Ulm, Stuttgart und Regensburg teil. Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen dieses Projekts. Ihre Aufgabenstellung bestand darin, die optische Verstärkung der Laserdioden nach der Methode von B. W. Hakki und T. L. Paoli zu messen.

Der spontanen Elektrolumineszenz einer Laserdiode, die unterhalb der Laserschwelle betrieben wird, sind wegen der optischen Kavität longitudinale Moden überlagert. Die Verstärkung bzw. die Verluste des Laserresonators mit seinem aktiven Medium erhält man nach einem Algorithmus von B. W. Hakki und T. L. Paoli aus der Tiefe dieser Modulationen. Die Hakki-Paoli-Methode bildet eine sinnvolle Ergänzung zur Streifenlängen-Methode, mit der üblicherweise auch die Verstärkung gemessen wird. Während bei der Streifenlängen-Methode optisch angeregt wird, wodurch eine hohe Ladungsträgerdichte entsteht, arbeitet man bei der hier verwendeten Methode mit elektrischer Anregung. Dabei kann man die Stromdichte von sehr geringen Werten bis zum betriebsnahen Bereich der Laserschwelle steigern. Demonstriert wurde die Hakki-Paoli-Methode an roten Laserdioden, für deren Charakterisierung sie sich inzwischen längst etabliert hat [Hak73].

Dieses Verfahren auf blaue Laserdioden anzuwenden, war eine Herausforderung, da die kurze Wellenlänge des blauen Lichts (ca. 400 nm) einen geringen Modenabstand von ca. 0,04 nm zur Folge hat. Eine hohe Auflösung des Detektionssystems war daher für den Erfolg ausschlaggebend.

Der aufgebaute Messplatz ermöglicht über einen weiten Spektralbereich die Detektion der Modenberge, die Bestimmung ihres Abstands sowie die Beobachtung von Modenverschiebungen in Abhängigkeit vom eingepprägten Strom. Dadurch lassen sich außer der Verstärkung wichtige Kenngrößen der Laserdioden, wie der Brechungsindex, die differentielle Verstärkung oder die internen Verluste, gewinnen. Durch die gleichzeitige Bestimmung der Verstärkung und der Ladungsträger-induzierten Brechungsindexänderung erhält man den Antiguiding-Faktor α , der Ladungsträger-induzierte Änderungen der Verstärkung und des Brechungsindex koppelt. Er ist unter anderem ein Maß für die Stabilität der lateralen Lasermode und daher für die Strahlqualität eines Halbleiterlasers entscheidend.

Besonderes Augenmerk wurde bei dem BMBF-Verbundprojekt auf die Verbesserung der Lebensdauer der entwickelten Laserdioden gelegt. Als Beitrag zur Analyse der Alterungsursachen wird daher die Verstärkung bei längerer Betriebsdauer untersucht.

Vom wissenschaftlichen Blickwinkel aus ist das Materialsystem (In, Al)GaN wegen seiner ungewöhnlich starken Coulomb-Wechselwirkung und wegen der Ausbildung von spontanen und piezoelektrischen Feldern von besonderem Interesse. Niedrige Ladungsträgerdichten sind die Voraussetzung, dass diese Kräfte nicht abgeschirmt werden, sondern dass der in theoretischen Veröffentlichungen vorhergesagte quantenmechanische Stark-Effekt oder exzitonische Effekte wirksam werden. Es werden daher in dieser Arbeit Verstärkungsspektren bei entsprechend niedriger elektrischer Anregung untersucht und mit Simulationen verglichen. Sie bestärken zentrale Punkte von Modellen der Arbeitsgruppen von W. W. Chow und B. Witzigmann, die Coulomb-Wechselwirkungen oder piezoelektrische Felder bereits im Ansatz integrieren und daraus ein mikroskopisches Modell für InGaN/GaN-Quantentrog-Systeme bilden.

Zunächst werden im Kapitel 2 die besonderen Eigenschaften der Gruppe III-Nitride vorgestellt, welche für Laserdioden aus diesen Materialssystemen eine entscheidende Rolle spielen. Es wird ein einfaches Modell für die Berechnung der Verstärkung in einem Halbleiter-Laser abgeleitet und im Anschluss die Grundgedanken eines komplexeren Modells von W. W. Chow mit integrierter Vielteilchen-Wechselwirkung vorgestellt. Im Anschluss beschreibe ich die in dieser Arbeit untersuchten (In, Al)GaN Laserdioden. Mit der Erläuterung des Verfahrens von B. W. Hakki und T. L. Paoli wird hingeführt auf den Versuchsaufbau und die Durchführung der Messungen.

Die erzielten Ergebnisse werden in Kapitel 4 präsentiert. Dabei werden zuerst Auffälligkeiten der Verstärkungsspektren erläutert, ehe auf die Kernpunkte dieser Arbeit eingegangen wird. Diese bilden dann Alterungsuntersuchungen, die Bestimmung der Ladungsträger-induzierten Brechungsindexänderungen sowie des Antiguiding-Faktors und nicht zuletzt die Beobachtung exzitonischer Effekte. Dabei wird der Vergleich mit aktuell bestehenden Modellen, insbesondere solche von W. W. Chow mit Viel-Teilchen-Wechselwirkungen, immer wieder hergestellt.

2 Grundlagen

2.1 Optische Eigenschaften der Gruppe III-Nitride

Die erlaubten Energiezustände der Elektronen in einem Kristall sind durch die Wechselwirkung der Ladungsträger mit dem Ionengitter gegeben. Die elektronische Bandstruktur beschreibt im Modell wechselwirkungsfreier Elektronen, wie die Energie eines Kristall-Elektrons von seinem Impuls k abhängt. Bei den Halbleitern ist die Bandstruktur dadurch gekennzeichnet, dass in Abwesenheit von thermischer Energie ($T = 0$), Dotier-Atomen und äußeren Feldern das Valenzband voll besetzt und das Leitungsband leer ist und eine Bandlücke zwischen den beiden Bändern besteht. Die Bandlücke ist jedoch im Gegensatz zu der von Isolatoren so gering, dass bereits im thermischen Gleichgewicht ($T > 0$) eine geringe Zahl von Elektronen im Leitungsband und unbesetzte Zustände im Valenzband, so genannte Löcher, vorliegen (ca. 10^6 cm^{-3}). Durch externe Anregung kann die Zahl der Elektronen im Leitungsband erheblich erhöht werden. Die strahlende Rekombination dieser Elektronen mit Löchern erzeugt Lichtquanten. Die Frequenz der emittierten Photonen wird im wesentlichen bestimmt durch die Energiedifferenz der Elektronen- und Lochzustände. Da ein Photon nur einen verschwindend geringen Impuls besitzt, müssen diese Übergänge senkrecht im Energie-Impuls-Raum erfolgen. Die Bandstruktur gibt einen guten Anhaltspunkt für die möglichen direkten Übergänge ($\Delta k = 0$) und ihre Energiedifferenzen. Sie wird daher in Abschnitt 1.1.1 näher beschrieben.

2.1.1 Bandstruktur von GaN, AlN und InN

Die III-V Halbleiter GaN, AlN, InN besitzen in ihrer stabilsten Kristallform die Wurtzit –Kristallsymmetrie, deren Bandstruktur hier beschrieben ist. In dieser Kristallstruktur haben sie direkte Bandabstände von 0,7 eV für InN, 3,4 eV für GaN und 6,2 eV für AlN. Da sie zusammen mit ihren ternären Verbindungen (In, Al)GaN einen spektralen Bereich vom Grünen bis zum Ultravioletten abdecken können, sind sie interessante Kandidaten für optische Bauelemente.

Betrachtet man zunächst reines unverspannt gewachsenes Gruppe III-Nitrid, kann man von den Eigenschaften eines hexagonalen Wurtzit-Kristalls mit den Symmetrieachsen a und c ausgehen. Dieser Kristalltyp gehört zur Raumgruppe C_{6mc} und besitzt damit keine Inversionssymmetrie. Aufgrund dieser Symmetrieeigenschaft und der hohen Elektronegativität des Stickstoffs fallen positiver und negativer Ladungsschwerpunkt nicht zusammen, sondern sind entlang der c -Achse verschoben. Spontane innere Polarisierung erzeugt das interne Kristallfeld, welches bei mechanischer Verspannung, wie sie bei epitaktisch gewachsenen Lagen von InGaN auf GaN entstehen, noch wesentlich höhere piezoelektrische Komponenten erhält. Stellt man sich vor, dass die Energiebänder entstanden sind durch den Zusammenbau von Atomorbitalen der isolierten Atome, die den Kristall aufbauen, so ist das Leitungsband ein Überrest eines s -Atomorbitals und das oberste Valenzband der eines p -Atomorbitals. Das Leitungsband verläuft annähernd isotrop parabolisch um sein Minimum am Gamma-Punkt, d.h. im Zentrum der Brillouin-Zone. Die Valenzbandoberkante liegt auch in diesem Punkt, d.h. die Nitride bilden direkte Halbleiter. Sie weist jedoch eine Asymmetrie zwischen den Richtungen parallel und senkrecht zur Hauptsymmetrieachse c auf. Um den Gamma-Punkt ist die Annahme parabolischer Valenzbänder eine gute Näherung. Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung wird die Entartung der Löcher mit großer effektiver Masse (heavy hole hh) und geringerer effektiver Masse (light hole lh) im Gamma-Punkt aufgehoben. Die Wirkung des internen elektrischen Kristallfelds hebt die Richtungsentartung auf (Stark-Effekt), so dass ein drittes Lochband (crystalfield split hole ch) entsteht. Die drei aufgespaltenen Bänder werden oft auch als A-, B- und C-Band bezeichnet und sind jeweils 2-fach Spin-entartet.

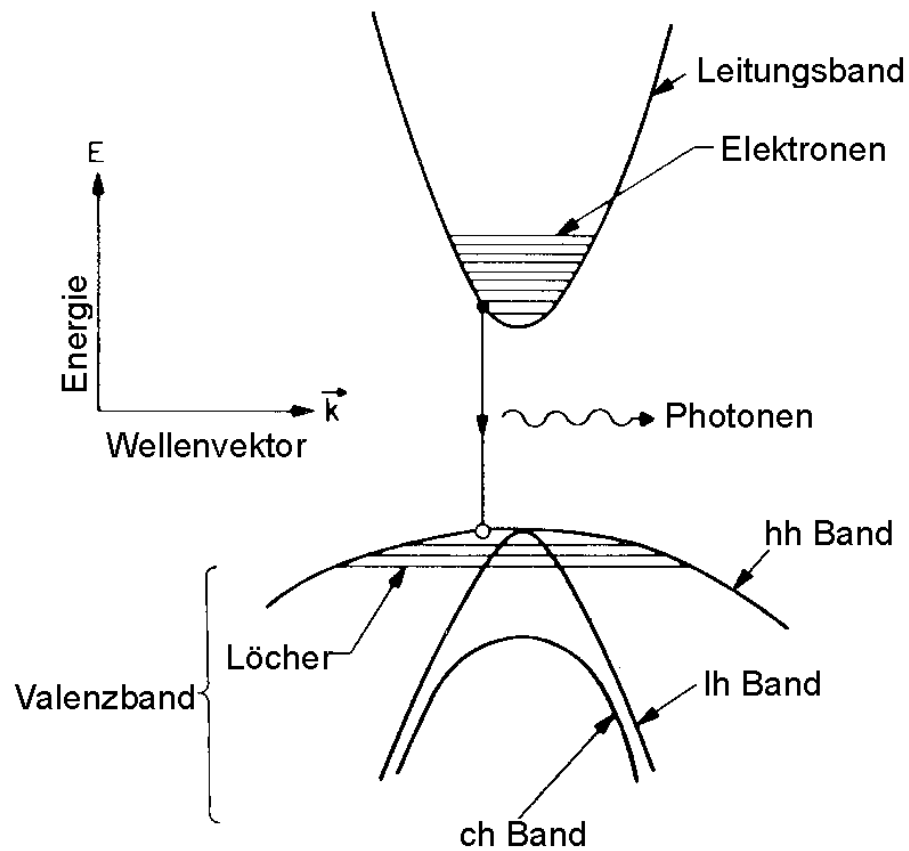


Abbildung 2-1: Schematische Darstellung der Bandstruktur um $k=0$ mit den aufgespaltenen Lochbändern lh, hh, und ch [Agr93].

2.1.2 Exzitonen

Die Coulomb-Wechselwirkung kann zu einer temporären Bindung zwischen einem Elektron im Leitungsband und einem Loch führen. Ein solches Elektron-Loch-Paar wird als Exziton bezeichnet. In den betrachteten Halbleiterkomplexen ist die Coulomb-Wechselwirkung durch die Anwesenheit vieler Ladungsträger über eine große dielektrische Konstante ϵ abgeschirmt. Man spricht von Mott-Wannier-Exzitonen, wenn die exzitonische Bindungsenergie weniger als 100 meV beträgt und der Paarabstand wesentlich größer als die Gitterkonstante ist.

In Kristallen mit stärkerer Elektron-Loch-Wechselwirkung sind Loch und Elektron so eng aneinander gebunden, dass sie sich in derselben oder in benachbarten Einheitszellen befinden. Exzitonen dieser Art werden als Frenkel-Exzitonen bezeichnet.

Mott-Wannier-Exzitonen beschreibt man analog einem Wasserstoff-Atom, wobei statt der Elektronen-Masse die reduzierte Elektron-Loch-Masse angesetzt werden muss. Für den niedrigsten Exzitonen-Zustand ist dann der Exzitonen-Radius a_0 (CGS Einheit):

$$a_0 = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0\epsilon}{m_r e^2}, \quad (2.1)$$

wobei e die elektronische Ladung ist und ϵ die dielektrische Konstante angibt. Die reduzierte Masse m_r ergibt sich aus der Elektronenmasse m_e und Lochmasse m_h durch $1/m_r = 1/m_e + 1/m_h$. Die Gitterkräfte werden berücksichtigt, indem für Elektron und Loch ihre effektiven Massen eingesetzt werden, so dass auch m_r eine effektive Masse des Exzitons ist.

Die Bindungsenergie des Exzitons erhält man aus der exzitonischen Rydbergenergie E_R :

$$E_R = \frac{e^4 m_r}{2\hbar^2 (4\pi\epsilon_0\epsilon)^2} \quad (2.2)$$

Gegenüber dieser Grundzustandsenergie sind, wie beim Wasserstoffatom, auch angeregte Zustände mit Quantenzahlen n möglich

$$E_n = \frac{1}{n^2} E_R \quad (2.3)$$

Photonenabsorption ist nicht erst dann möglich, wenn die Photonenenergie der Bandlücke E_G entspricht, sondern bereits bei Energien, die um die Bindungsenergie der Exzitonen niedriger liegen (vgl.

Abbildung 2-2). Der minimale Energiebetrag für optische Übergänge E_{ph} ist der zur Anregung bzw. Vernichtung eines Exzitons mit $n = 1$:

$$E_{ph} = E_G - E_R \quad (2.4)$$

Wie Kristallelektronen, können auch Exzitonen durch das Kristallgitter wandern. Sie transportieren hierbei ihre Anregungsenergie.

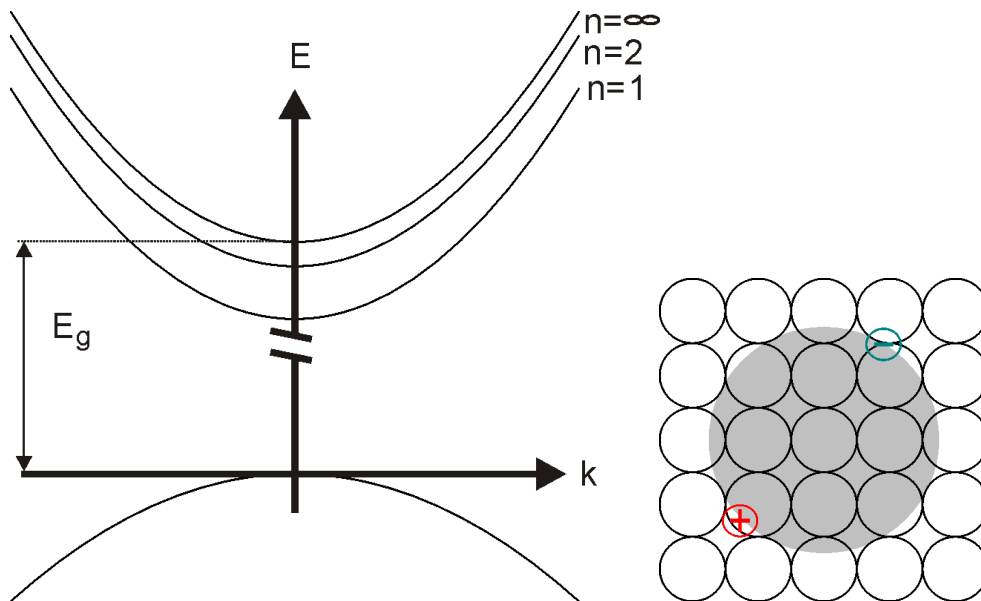


Abbildung 2-2: Schematische Darstellung der Exzitonen: in Anlehnung an das Bandschema sind die um die Bindungsenergie gegenüber dem Leitungsband abgesenkten $E_n(k)$ -Kurven der Exzitonen-Paare dargestellt. Das Kristallschema zeigt ein Mott-Wannier-Exziton, bei dem der Paarabstand sich über mehrere Einheitszellen erstreckt.

Hat man eine Valenzbandaufspaltung wie in 1.1.2 beschrieben, so unterscheidet man entsprechend zu A-, B- und C-Band auch A-, B- und C-Exzitonen. Die Vermessung der exzitonischen Bindungsenergien wird mit Reflexionsspektroskopie und Photolumineszenz durchgeführt.

In den Gruppe-III-Nitriden sind die Coulomb-Effekte wesentlich stärker als in üblichen Halbleitern. Dies resultiert aus einer geringen Hintergrund-Dielektrizitätskonstanten ϵ ($\epsilon = 10 \epsilon_0$ in GaN im Vergleich zu $14 \epsilon_0$ in GaAs) [Cho99]. Daher sind die exzitonischen Bindungsenergien sehr hoch und sie sind sogar bei Raumtemperatur stabil. W. W. Chow et. al. ermittelten durch Simulationen für Exzitonen in Quantentrögen eine Bindungsenergie von 60 meV [Cho98]. Die Coulomb-Wechselwirkung wird allerdings durch die Injektion einer hohen Ladungsträgerdichte, wie sie beim Betrieb einer Laserdiode stattfindet, abgeschirmt. Exzitonen können auch Komplexe bilden, wie z.B. ein Biexzi-

ton, das aus zwei Exzitonen besteht. Die Bindungsenergie eines Biexzitons liegt in GaN etwa um einen Faktor 0,05 niedriger als die eines Exzitons, so dass Biexzitonen bei Raumtemperatur durch die thermische Energie des Gitters aufgebrochen werden.

2.1.3 Quantentrog-Einschluss

Der unterschiedliche Bandabstand der Halbleiterverbindungen wird genutzt, den Rekombinationsbereich der Ladungsträger durch den Einbau von Quantentrögen einzuengen und damit die Ladungsträgerdichte zu erhöhen. InN hat einen wesentlich geringeren Bandabstand als GaN und AlN. Die Bandlücke der ternären Verbindung $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ kann durch den Molenbruch von InN eingestellt werden. Mit Quantenfilmen aus InGaN zwischen GaN-Schichten in der Dicke einer de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen oder dünner (vgl. Schichtaufbau in 1.2) werden die Ladungsträger in Potentialtöpfen eingefangen, so dass ihre Bewegungsfreiheit auf die zwei Dimensionen senkrecht zur epitaktischen Wachstumsrichtung z eingeschränkt ist. Dieser Quanteneinschluss verändert nicht nur die Bandstruktur des Halbleiters, sondern betrifft nahezu alle Eigenschaften des Materials.

In x - y -Richtung bleiben die Wellenfunktionen freier Kristall-Elektronen und Löcher bestehen. In z -Richtung verhalten sie sich durch die Reflexion an der Barriere wie stehende Wellen und erhalten daher eine einhüllende Sinus- oder

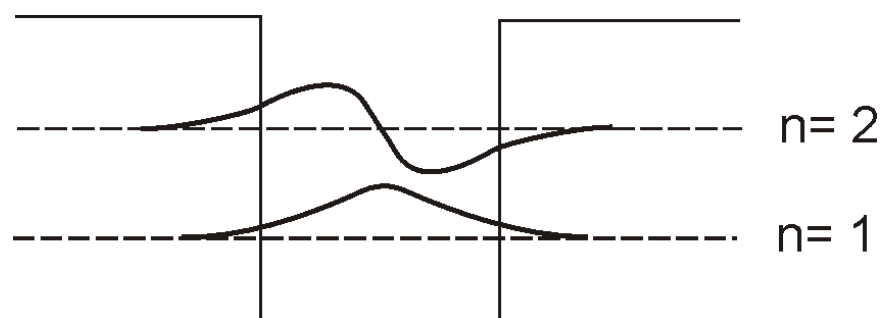


Abbildung 2-3: Schematische Darstellung der Einhüllenden Wellenfunktionen des Grundzustands und ersten angeregten Zustands im Potentialtopf endlicher Höhe.

Kosinus-Funktion. Da die Barrieren nicht unendlich hoch sind, lappen die Wellenfunktionen aus dem Potentialtopf (vgl. Abbildung 2-3).

Die Energiezustände der Ladungsträger in den Quantenfilmen, sowohl die der Elektronen als auch der Löcher werden in vertikaler Richtung quantisiert, während sie in den beiden anderen Raumrichtungen unverändert bleiben. Diese Quantisierung führt zu einer Modifikation der Zustandsdichte $Z(E)dE$. Während sie für einen 3-dimensionalen Kristall durch eine Wurzelfunktion beschrieben wird, ist sie im 2-dimensionalen Kristall für jedes diskrete Energieniveau konstant (vgl. Abbildung 2.4).

Vorteil des Einbaus von Quantentrögen ist daher zum einen, dass mit niedrigeren Injektionsströmen die Schwelle zum Laserbetrieb überwunden wird und zum

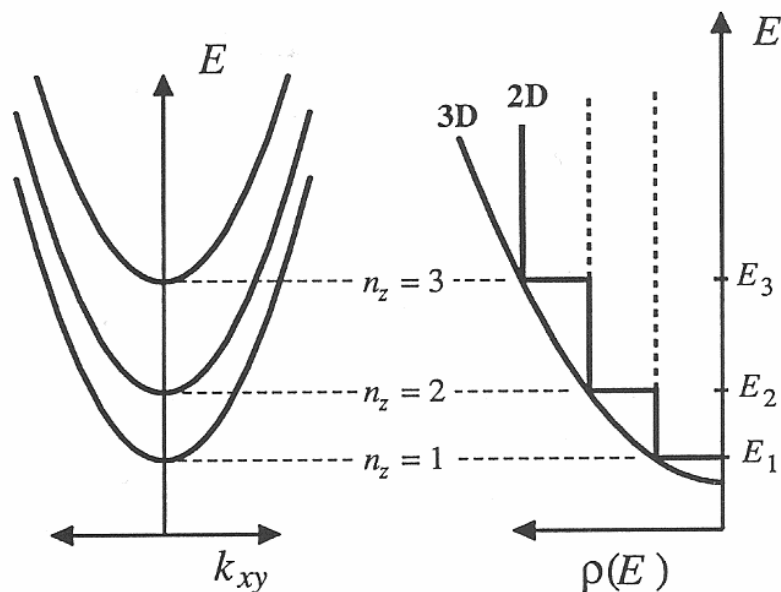


Abbildung 2-4: Auf der linken Seite sind die niedrigsten Energie-Subbänder als Funktion der k -Vektoren k_x und k_y in der Quantisierungsebene abgebildet und auf der rechten Seite die zugehörige Zustandsdichtefunktion $Z(E)$ der Subbänder im zweidimensionalen Fall. Die Zustandsdichtefunktion für den 3-D-Kristall ist zum Vergleich eingezeichnet [Cor93].

anderen lässt sich durch die Tiefe der Quantentröge die Laserwellenlänge abstimmen.

Insbesondere InN neigt beim Wachstum zur Indium Segregation, d. h. es bilden sich Bereiche mit hohem und niedrigem Indiumgehalt. In Bereichen mit hohem Indiumgehalt sinkt die Bandlücke um bis zu 0,1 eV, wodurch eine Potentialmulde innerhalb der Quantenfilmebene entsteht. Die Ladungsträger werden in weiteren Raumrichtungen eingeengt, so dass sie wie in Quantenscheiben oder Quantenpunkten agieren. Exzitonen werden an diesen tief in der Bandlücke entstehenden Potentialminima sehr effektiv eingefangen. Da so lokalisierte Exzitonen davon abgehalten werden an nicht-strahlenden Zentren zu zerfallen, nimmt man daher an, dass die Emissions-Effizienz durch diesen Mechanismus erhöht wird [Chi96, Chi97a, Chi97b, Yam01]. Für LED-Bauelemente wirkt sich dies vorteilhaft auf die Leistung aus. Bei Laserdioden verändert sich jedoch durch die lokalisierten Zustände das Verstärkungsprofil und die differentielle Verstärkung in ungünstiger Weise, so dass die Laserschwelle erhöht wird.

2.1.4 Quantenmechanischer Stark-Effekt

Da die Ladungsschwerpunkte der (In)GaN-Bindungen im Wurtzit-Kristall entlang der c-Achse verschoben sind, bildet sich eine spontane Polarisierung. Dies führt zu einem internen Kristallfeld in Wachstumsrichtung.

Die Quantenfilme wachsen aufgrund der unterschiedlichen Gitterparameter zwischen ihnen und dem Barrierenmaterial verspannt auf. Dadurch wird zusätzlich ein nicht vernachlässigbares piezoelektrisches Feld entlang der z-Achse induziert (Größenordnung MV/cm). Das resultierende elektrische Feld entlang z führt zu einem Verkippen des Potentialtopfs, was als quantenmechanischer Stark-Effekt (engl. QCSE Quantum Confined Stark Effect) bezeichnet wird und in Abbildung 2-5 dargestellt ist. Elektron und Loch wandern durch das Potentialgefälle innerhalb des Potentialtopfs jeweils an dessen entgegengesetzten Rändern, so dass sich der Überlapp der beiden Wellenfunktionen verringert. Die Effizienz optischer Übergänge wird dadurch geringer. Zudem verschiebt sich der Abstand der Elektronen- und Lochzustände zu kleineren Energien, so dass der

quantenmechanische Stark-Effekt eine Rotverschiebung bewirkt. Die räumliche Aufteilung der Ladungsträger entsprechend ihrer in Abbildung 2-5 dargestellten Wellenfunktionen bringt jedoch wiederum ein entgegen gesetztes, den Stark-Effekt abschirmendes Feld in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte hervor. Je breiter ein Potentialtopf ist, desto mehr macht sich der quantenmechanische Stark-Effekt bemerkbar, da sich Elektronen und Löcher dann weiter voneinander entfernen können. Hierzu führten W. W. Chow et al. Simulationen für 2 nm und 4 nm breite InGaN-Quantentröge durch, die unterschiedlich starken Einfluss des piezoelektrischen Feldes zeigten [Cho00].

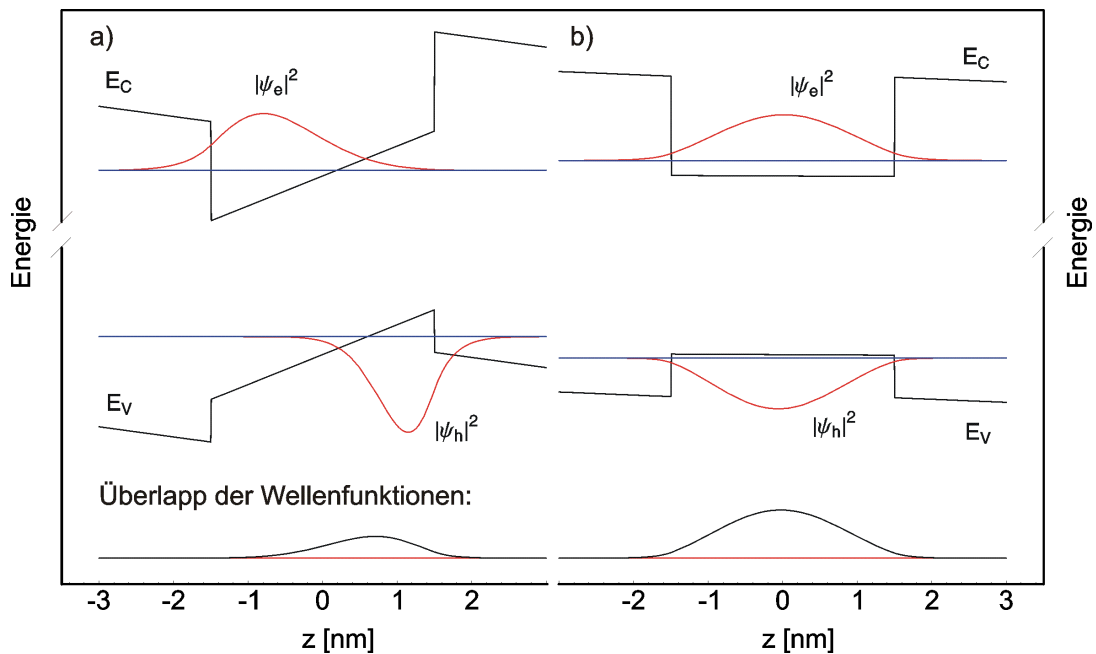


Abbildung 2-5 Darstellung der Wellenfunktion (rot) im Potentialtopf mit QCSE (a) und ohne piezoelektrische und spontane Felder in z -Richtung (b). Durch das Verkippen der Bänder verschieben sich die Wellenfunktionen von Elektronen und Löcher auf die gegenüber liegenden Seiten des Potentialtopfs, wodurch der Überlapp geringer wird [Bra05].

2.2 Verstärkung und stimulierte Emission

Positive optische Verstärkung wird erzeugt durch photonen-induzierte Übergänge der Elektronen vom Leitungsband ins Valenzband. Der umgekehrte Vorgang, die Absorption eines Photons, führt zu negativer optischer Verstärkung. Wellenlängenabhängige Verstärkungsspektren, wie sie in dieser Arbeit gemessen wurden, geben Aufschluss darüber, bei welchen Energien ein Lichtfeld im Lasermedium verstärkt oder absorbiert wird.

Um die Verstärkung zu berechnen, benötigt man die Zahl der Übergänge pro Sekunde als Antwort auf einen gegebenen Photonenfluß in einer gegebenen optischen Mode. Diese Übergangsrate wird üblicherweise durch Fermi's Golden Rule beschrieben [Cor93]. Sie bildet die Grundlage zur Herleitung einer Modellgleichung für die Verstärkung in Abhängigkeit von der eingestrahlten Photonenenergie und wird daher im folgenden Abschnitt näher beschrieben.

2.2.1 Fermi's Golden Rule

Behandelt man Photonen klassisch durch eine elektromagnetische Welle, so kann man ihre Wechselwirkung mit dem elektronischen Kristallsystem durch zeitabhängige Störungrechnung berechnen [Cor93].

Trifft die elektromagnetische Welle auf das ungestörte Kristallsystem mit Hamiltonoperator H_0 und Impulsoperator \mathbf{p} wird ihre Wirkung durch einen Störoperator H' wiedergegeben.

$$H'(\mathbf{r}) = \frac{e}{2m_0} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{p}} \quad (2.5)$$

Dabei ist e die Größe der Ladung und m_0 die Masse eines Elektrons. $\hat{\mathbf{e}}$ ist der Einheitspolarisationsvektor in Richtung des Vektorpotentials $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ der elektromagnetischen Welle.

Die genäherte Übergangsrate W eines Elektrons vom Leitungsbandzustand ψ_e mit der diskreten Energie E_e in einen bestimmten Valenzbandzustand ψ_h mit diskreter Energie E_h kann beschrieben werden durch Fermi's Golden Rule:

$$W_{e \rightarrow h} = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{eh}|^2 \delta(E_e - E_h - \hbar\omega) \quad (2.6)$$

Die Deltafunktion sorgt dafür, dass die Energiedifferenz $(E_e - E_h)$ zwischen Anfangs- und Endzustand des Elektrons mit der Energie $\hbar\omega$ des induzierenden Photons übereinstimmen muss.

H'_{eh} ist das Matrixelement des zeitabhängigen Störoperators

$$H'_{eh} = \langle \psi_h | H'(\mathbf{r}) | \psi_e \rangle \quad (2.7)$$

Wenn die Dimensionen der Ausdehnung der elektronischen Wellenfunktion viel kleiner sind als die Lichtwellenlänge kann man das Vektorpotential als Konstante A_0 annehmen, so dass

$$|H'_{eh}|^2 = \left(\frac{e A_0}{2 m_0} \right)^2 |M_T|^2, \quad (2.8)$$

wobei

$$|M_T|^2 = \left| \langle \psi_h | \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{p} | \psi_e \rangle \right|^2 = \left| \langle u_v | \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{p} | u_c \rangle \right|^2 \left| \langle F_h | F_e \rangle \right|^2 \quad (2.9)$$

als Übergangsmatrixelement bezeichnet wird. In einem Kristall mit Quantentrögen werden die Leitungs- und Valenzbandwellenfunktionen dargestellt als Produkt aus den periodischen Blochfunktionen u_c bzw. u_v an der Bandkante mit einer langsam variierenden Einhüllenden Funktion $F(\mathbf{r})$. Der Index c repräsentiert alle Leitungsbandzustände und v alle Lochbandzustände. Das Übergangsmatrixelement führt uns zu den Auswahlregeln für verbotene und erlaubte Übergänge in dem gewählten Kristallsystem. Sie folgen aus dem Überlappintegral der Einhüllenden Funktionen, welche ein orthogonales Set bilden. Erlaubt sind demnach Übergänge bei denen die Quantenzahlen $n_c = n_v$ der Quantenfilm-Subbänder übereinstimmen. Die Orthogonalität zwischen Elektronen- und Lochfunktionen gilt allerdings in endlichen Quantentrögen nur annähernd, so dass verbotene Übergänge mit geringer Wahrscheinlichkeit möglich sind. Durch den Einfluss des in Abschnitt 2.1.4 beschriebenen QCSE ändert sich die Bandstruktur und die Form sowie der Überlapp der Wellenfunktionen, so dass

die Bildung rein symmetrischer und antisymmetrischer Wellenfunktionen nicht mehr gegeben ist.

Die Blochfunktionen des Leitungs- und Valenzbands wechselwirken über das Produkt aus Polarisationsvektor und Impulsoperator miteinander. Dadurch ergibt sich je nach Symmetrieeigenschaften des Kristalls eine bevorzugte Polarisation des induziert abgestrahlten Lichts. Bei GaInN wird die transversal elektrische Mode (TE -elektrischer Feldvektor senkrecht zur Kristallachse c) besser verstärkt [Fra96].

Fermi's Golden Rule gibt nur die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen einem Leitungsband- und Valenzbandzustand wieder. Zu jedem energetischen Zustand existieren jedoch viele k -Zustände über die summiert werden muss, um die gesamte Übergangsrate zu erhalten. Die Anzahl der Zustände in einem gegebenen Energieintervall dE wird üblicherweise durch die Zustandsdichte $\rho(E) dE$ angegeben. Analog lässt sich eine reduzierte Zustandsdichte $\rho_{red}(E_{eh} - E_g)$ pro Energieeinheit für alle möglichen Elektronen-Loch-Paare, für die ein Übergang unter Berücksichtigung der Impulserhaltung $k_e = k_h$ und Energieerhaltung $E_{eh} \equiv E_e - E_h = \hbar\omega$ möglich ist, einführen [Mad78]. Dabei wird vorausgesetzt, dass man parabolische Bänder annehmen kann, so dass es möglich ist die Energie E_{eh} des Elektron-Loch-Paares wie folgt zu definieren:

$$E_{eh} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_c} + \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_v} \quad (2.10)$$

Dabei sind E_g die Bandlückenenergie bzw. im Quantentrog der Abstand zwischen zwei gegebenen Subbändern und m_c , m_v die effektiven Massen von Elektron bzw. Loch.

Bisher wurde noch nicht berücksichtigt, dass bei einer gegebenen Temperatur T nicht alle elektronischen Zustände mit der gleichen Wahrscheinlichkeit besetzt sind. Eine gute Näherung für die Besetzungswahrscheinlichkeit der Elektronen im Leitungsband und der Löcher im Valenzband ist die Beschreibung durch Quasi-Fermiverteilungen f_c und f_v in den einzelnen Bändern.

$$f_{c,v} = \frac{1}{1 + \exp \left[(E_{e,h} - E_{fc,fv}) / k_B T \right]}, \quad (2.11)$$

wobei $E_{fc,fv}$ die Nichtgleichgewichts-Quasi-Fermi-Niveaus im Leitungs- und Valenzband sind und k_B die Boltzmann-Konstante. Prozesse innerhalb der Bänder laufen so schnell ab, dass für das Leitungs- und Lochband jeweils ein eigener Gleichgewichtszustand angenommen wird (vgl. Abschnitt.2.3.4).

Die Übergangsrate vom Leitungsband c ins Valenzband v muss daher mit der Wahrscheinlichkeitsfunktion für einen besetzten Leitungsbandzustand f_c und einen unbesetzten Valenzbandzustand $1 - f_v$ multipliziert werden. Damit erhält man die gesamte durch ein optisches Feld mit Amplitude A_0 induzierte Übergangsrate $W_{c \rightarrow v}$ aus

$$W_{c \rightarrow v} = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{eh}|^2 \rho_{red} f_c (1 - f_v) \quad (2.12)$$

mit

$$|H'_{eh}|^2 = \left(\frac{e A_0}{2 m_0} \right)^2 |M_T|^2$$

Die Wechselwirkung mit dem optischen Feld ergibt ebenso den umgekehrten Fall $W_{v \rightarrow c}$ der Absorption. Dazu müssen entsprechend die Indizes der Fermi-Funktionen und Matrixelemente vertauscht werden.

2.2.2 Modell für Verstärkungsspektren

Gleichung (2.12) ermöglicht die Zahl der stimulierten Emissionsprozesse und Absorptionsprozesse als Antwort auf einen Photonenfluss in einer gegebenen optischen Mode zu berechnen. Überwiegt die Zahl der Emissionsprozesse, erhält der eingestrahlte Photonenfluss einen Zuwachs. Für den Photonenfluss Φ pro Einheitslänge entlang der Ausbreitungsrichtung z der elektromagnetischen Welle gilt

$$\frac{d\Phi}{dz} = W_{c \rightarrow v} - W_{v \rightarrow c} \quad (2.13)$$

Die optische Verstärkung kann man dann definieren als fraktionalen Zuwachs

$$g \equiv \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dz} = \frac{W_{c \rightarrow \nu} - W_{\nu \rightarrow c}}{\Phi} . \quad (2.14)$$

Der Photonenfluss seinerseits erzeugt ein elektromagnetisches Feld \mathbf{E} , das die zeitliche Ableitung eines Vektorpotentials $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ ist. Wenn man zur Vereinfachung annimmt, dass das Vektorpotential durch eine ebene Welle der Amplitude A_0 beschrieben werden kann, so gilt:

$$E_0^2 = \omega^2 A_0^2 \quad (2.15)$$

Man kann den Photonenfluss auch gleichsetzen mit der gespeicherten Energie pro Einheitsvolumen multipliziert mit der Gruppengeschwindigkeit der Welle und dividiert durch die Energie eines Photons

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{\hbar \omega} \left(\frac{c}{n_g} \right) \left(\frac{1}{2} n^2 \epsilon_0 \omega^2 A_0^2 \right) , \quad (2.16)$$

wobei n der Brechungsindex im Kristall ist, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und ϵ_0 die Permeabilität des Vakuums. Die Gruppengeschwindigkeit der Welle wird charakterisiert durch den Gruppenbrechungsindex n_g , welcher mit dem Phasengeschwindigkeitsindex n_{eff} zusammenhängt durch

$$n_g = n_{eff} + \omega \frac{dn_{eff}}{d\omega} . \quad (2.17)$$

Setzt man diese Beziehungen zusammen mit den Übergangsraten aus (2.12) in Gln. (2.14) ein, so folgt für die Verstärkung in Abhängigkeit von der Energie

$$g(\hbar\omega) = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{\pi e^2 \hbar}{\epsilon_0 c m_0^2} \frac{n_g}{n^2} |\mathbf{M}_T|^2 \rho_{red} (f_c - f_v) . \quad (2.18)$$

Wesentliche Bestimmungsgrößen für die Verstärkung sind also das Übergangsmatrixelement zwischen den am Übergang beteiligten Bandzuständen, die reduzierte Zustandsdichte $\rho_{red}(E_{eh} - E_g)$ und die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktionen. Für das Matrixelement spielt die Kenntnis der Bandstruktur eine erhebliche Rolle. Die Zustandsdichte hängt in ihrer Form entscheidend davon ab, ob man einen dreidimensionalen Festkörper betrachtet oder zweidimensionale Quantenfilme mit ihren diskreten Energiezuständen. Je nachdem hat man eine Zustandsdichtefunktion, die proportional mit der Wurzel der Energie ansteigt oder die in jedem

Subband konstant ist (vgl. Abbildung 2.4) Für Quantentrogübergänge muss zunächst die Verstärkung nach Gln. (2.18) in den diskreten Subbändern bestimmt werden und anschließend zur Erfassung der gesamten Verstärkung aufaddiert werden.

Die Fermi-Dirac-Verteilungen und damit die Quasi-Fermi-Niveaus E_{fc} und E_{fv} legen das Vorzeichen der Verstärkung fest. Für den Fall $f_c(E_c) > f_v(E_h)$ erhält man positive Verstärkung. Die Bedingung für positive Verstärkung lautet folglich:

$$E_{fc} - E_{fv} > \hbar\omega > E_g \quad (2.19)$$

Im thermischen Gleichgewicht liegen geringe Elektronenkonzentrationen im Leitungsband vor und Licht mit Energien größer als die Bandlücke wird überwiegend absorbiert. Erst wenn $f_c(E_c) \approx f_v(E_h)$ wird der Kristall für diese Photonenenergien transparent. Im Gleichgewichtszustand gibt es nur ein Fermi-Niveau, d. h. E_{fc} und E_{fv} sind identisch, so dass die Voraussetzung für positive Verstärkung nicht erfüllt werden kann. Es muss erst ein Nichtgleichgewichtszustand erzeugt werden, bei dem die Energiedifferenz der Quasi-Fermi-Niveaus größer ist als die Photonenenergie, welche wiederum den Bandabstand E_g überwinden muss.

Dieser Nichtgleichgewichtszustand wird im Normalbetrieb eines Halbleiterlasers hergestellt, indem man an einen n- und p-dotierten Übergang eine Spannung in Vorwärtsrichtung anlegt. Dadurch rutschen die Quasi-Fermi-Niveaus auseinander und die Ladungsträgerdichte wird erhöht. Wenn sie gerade hoch genug ist um $g = 0$ und das Material somit transparent werden zu lassen, spricht man von Transparenzladungsträgerdichte N_{tr} . Die Abhängigkeit der Verstärkung von der Ladungsträgerdichte $g(N)$ wird in der Literatur durch lineare und logarithmische Näherungsfunktionen beschrieben, wie

$$[\text{Agr93}] \quad g(N) = a(N - N_{tr}) \quad (2.20)$$

und

$$[\text{Mak96}] \quad g(N) = g_0 \ln \left(\frac{N}{N_{tr}} \right) \text{ für } (g \geq 0) \quad (2.21)$$

Im linearen Modell beschreibt a die differentielle Verstärkung, während im logarithmischen Modell eine Materialverstärkung g_0 als Proportionalitätskonstante dient.

Homogene Verbreiterung

In der bisherigen Ableitung einer Verstärkungsfunktion $g(\hbar\omega)$ wurde davon ausgegangen, dass ein Elektron im Leitungsband für immer in ein und demselben Zustand bleiben würde, solange es nicht mit Photonen wechselwirkt. Tatsächlich wird es jedoch durch Kollisionen mit anderen Ladungsträgern oder mit Phononen im Bereich von Sub-Pikosekunden in einen anderen Zustand innerhalb des Leitungsbands versetzt. Die Energie der einzelnen Zustände kann daher nicht als scharf angesehen werden, sondern ist über einen Bereich $\Delta E \approx 20 - 50$ meV verbreitert. Um dieser Verbreiterung in der Verstärkungsfunktion Rechnung zu tragen, ersetzt man die Delta-Funktion in Gln. (2.18) durch eine Linienformfunktion. Üblicherweise wird eine homogene Verbreiterung durch eine Lorentzfunktion beschrieben. Realistischere Ergebnisse für die Anpassung an Verstärkungsspektren, wie sie unsere typischen Halbleiterstrukturen liefern, beschreiben jedoch die Secant hyperbolicus Funktion oder andere ausgeklügelte Linienformfunktionen mit einem schnelleren Abfall nach den Seiten. Damit wird berücksichtigt, dass die Elektron-Loch-Resonanzen in Halbleitern an der Bandkante einen als „Urbach tail“ bezeichneten exponentiellen Zerfall zeigen, während die Zustände der Lorentzlinie nur mit $1/\hbar\omega$ zerfallen. Die reine Lorentzfunktion würde im Transparenzbereich eine negative statt verschwindende Verstärkung liefern.

Bei der beschriebenen Ableitung einer Modellgleichung wurde von wechselwirkungsfreien Ladungsträgern ausgegangen. Daher ist die nachträgliche Einführung der Verbreiterung nötig. Dies ist eine der Schwächen des beschriebenen phänomenologischen Modells. Im nachfolgenden Abschnitt stelle ich eine Vorgehensweise zur Verstärkungsberechnung vor, bei der die Stoßverbreiterung selbstkonsistent aus der Viel-Teilchen-Wechselwirkung folgt.

Inhomogene Verbreiterung

In den von uns verwendeten Laserdioden mit InGaN-Quantentrögen wird vor allem durch Indium-Inhomogenitäten ein wesentlicher Beitrag zur Verbreiterung verursacht [Cho99]. Räumliche Variationen der In-Konzentration bewirken verschiedene Bandabstände. Für jeden einzelnen Bandabstand kann man homogen verbreiterte Übergänge annehmen, die sich zu einem insgesamt inhomogen verbreiterten Spektrum überlagern. Da bei der Überlagerung jeweils der Verstärkungsbereich eines Übergangs mit größerem Bandabstand mit dem Absorptionsteil des Übergangs mit geringerem Bandabstand zusammentrifft, werden die hochenergetischen Anteile der Verstärkung reduziert. Daher ergeben sich im Verstärkungsspektrum auf der niederenergetischen Seite höhere Werte und das Maximum der Verstärkung kann gegenüber der mittleren Quantentrog-Bandkante deutlich rot verschoben liegen.

Ein Kontinuum von Zuständen nahe der Bandkante wird geschaffen durch die Verunreinigungen des Kristallsystems, zu denen ja auch Dotieratome gehören. Sie werden als „band tail“ Zustände bezeichnet und tragen durch Emission aus lokalisierten Zuständen auf der langwelligen Seite auch erheblich zur Verstärkung bei.

2.3 Verstärkungsspektrum und Viel-Teilchen-Wechselwirkungen

Im obigen phänomenologischen Modell wird von freien Ladungsträgern ausgegangen. Vielteilchen-Wechselwirkungen der Ladungsträger, wie exzitonische Effekte, oder Intraband-Coulomb-Effekte werden dabei vernachlässigt. Sie spielen jedoch gerade bei den Gruppe III-Nitrid-Lasern eine interessante Rolle und konnten in meinen Verstärkungsspektren niedriger Ladungsträgerdichte experimentell demonstriert werden. Daher möchte ich ausführlicher auf die Vorgehensweise von W. W. Chow et al. eingehen, die Vielteilchen-Wechselwirkungen ab initio einbeziehen, um in selbstkonsistenter Weise die Wechselwirkung des Laserfelds mit einem quantenmechanischen Verstärkungsmedium abzuleiten. W. W. Chow et al. bilden einen System-Hamiltonoperator, der die kinetische

Energie der Ladungsträger auf Basis der Bandstruktur $E(k)$, die Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern und Laserfeld sowie die Coulomb-Wechselwirkung der Ladungsträger untereinander einschließt [Cho99]. Es müssen auch hier Annahmen über die Bandstruktur und die optischen Dipol-Matrix-Elemente gemacht werden.

Der Coulomb-Anteil des Hamilton-Operators enthält Terme für die abstoßende Wirkung der Elektronen und Löcher untereinander sowie für die anziehende Wechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern. Die zeitliche Entwicklung des Hamilton-Systems ermöglicht die Ableitung von Bewegungsgleichungen für die mikroskopische Polarisierung p_k und Ladungsträgerdichten der Elektronen n_{ek} , und Löcher n_{hk} . Sie enthalten eine Kopplung der thermodynamischen Mittelwerte aus zwei Operatoren $\langle AB \rangle$ mit Ensemble-Mittelwerten aus Produkten von vier Operatoren $\langle ABCD \rangle$, die ihrerseits wiederum gekoppelt sind mit Ensemble-Mittelwerten aus Produkten von sechs Operatoren $\langle ABCDEF \rangle$ und so fort. Man erhält also eine unendliche Zahl gekoppelter Differentialgleichungen. Zur Berechnung von Verstärkungsspektren behandelt man dieses System in guter Näherung, indem man alle Ensemble-Mittelwerte höherer Ordnung in Produkte aus den Mittelwerten zweiter Ordnung p_k , n_{ek} , und n_{hk} faktorisiert. Daraus folgen die Hartree-Fock-Gleichungen. In diesen erscheinen zwei Vielteilchen-Effekte: Bandlücken-Renormierung und Coulomb Enhancement. Dehnt man die Faktorisierung auf die nächst höhere Ordnung aus, erscheinen als Korrektur weitere Terme, nämlich solche für Kollisionen und Abschirmung (Plasma Screening). Um mit diesen Gleichungen jedoch rechnen zu können wird es sinnvoll, in selbstkonsistenter Weise Näherungen einzuführen, so dass man die Hartree-Fock-Gleichungen schließlich mit Beiträgen kombiniert, die die Kollisionen und die Abschirmung beschreiben. Die resultierenden Gleichungen für p_k , n_{ek} , und n_{hk} heißen Halbleiter-Bloch-Gleichungen. Aus den Halbleiter-Bloch-Gleichungen lassen sich die Verstärkungsspektren bei niedrigen und bei hohen Ladungsträgerdichten berechnen. Die sich ergebenden Vielteilchen-Korrekturterme wirken sich deutlich als Ladungsträgerdichte-abhängige Effekte auf die Verstärkung und den Brechungsindex aus. Sie werden in den folgenden Unterabschnitten im Einzelnen genannt und erläutert.

2.3.1 Plasma-Screening

Unter dem Plasma-Screening versteht man eine Schwächung des Coulomb-Wechselwirkungs-Potentials durch den Ladungsträger-Hintergrund. Bei ausreichend hoher Ladungsträgerdichte verhalten sich die Ladungsträger wie ein Elektronen-Loch-Plasma und können sich so umverteilen, dass sie abstoßende Coulomb-Wechselwirkungen abschirmen. Dieser Abschirmeffekt trägt zu der im folgenden Abschnitt erläuterten Renormierung der Bandlücke bei und ist vor allem von der Ladungsträgerdichte abhängig.

Plasma-Screening mindert ebenso die anziehende Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern, welche die Bindungsenergie der Exzitonen ausmacht. Bei einem hohen Ladungsträger-Hintergrund werden die Exzitonen daher instabil. Bei einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte werden exzitonische Bindungen aufgebrochen und die frei werdenden Ladungsträger tragen zum Elektronen-Loch-Plasma bei.

2.3.2 Bandlücken-Renormierung

Die Bandkanten-Übergangsenergie wird mit Änderung der Ladungsträgerdichte durch zwei Beiträge verschoben: Ein Beitrag dazu folgt aus dem mit der Ladungsträgerdichte zunehmenden Plasma-Screening. Die Abschirmung einer abstoßenden Wechselwirkung führt zu einer Absenkung der Energie der Leitungsband-Elektronen mit zunehmender Ladungsträgerdichte. Man bezeichnet diesen Mechanismus auch als Debye-Verschiebung oder Coulomb-Loch-Selbstenergie. Ein zweiter Beitrag, der auch von der Ladungsträgerdichte abhängig ist, resultiert aus einem Hartree-Fock-Korrektur-Term zur Übergangsenergie.

Durch zunehmende Bandfüllung mit Erhöhung der Ladungsträgerdichte würde man erwarten, dass die Emissionen aus höher liegenden Subbändern erfolgen und somit blau verschoben werden. Jedoch zieht die Renormierung eine Rotverschiebung der Position des Verstärkungsmaximums mit der Ladungsträgerdichte nach sich, so dass sie gegen die Blauverschiebung wirkt.

2.3.3 Exzitonische Resonanzen und Coulomb-Enhancement

Für den Grenzfall niedriger Anregung $n_e = n_h \approx 0$ ist in den Halbleiter-Bloch-Gleichungen die Wannier-Gleichung enthalten. Sie ist die Schrödinger-Gleichung für die Relativbewegung eines Elektrons und eines Lochs, welche durch die Coulomb-Anziehung wechselwirken. Ihre Lösungen sind gerade die in Abschnitt 1.1.2 beschriebenen Mott-Wannier-Exzitonen und Kontinuumszustände, die man auch als ionisierte Exzitonen bezeichnet. Das berechnete Absorptionsspektrum des nicht angeregten Halbleiters weist eine Serie von exzitonischen Resonanzen auf. Ihre Oszillatorstärke nimmt jedoch proportional n^{-3} ab. Zudem verhalten sich auch die ungebundenen ionisierten Exzitonen nicht wie freie Ladungsträger, sondern besitzen eine um den so genannten Coulomb Enhancement Faktor verstärkte Absorption. Dieser Faktor führt zu einer konstanten Absorption von Photonen mit Energien oberhalb der Bandlücke [Cho94, S.140]. Man kann sich also vorstellen, dass die entgegengesetzt gepolten Ladungsträger sich durch die anziehende Coulombkraft mit größerer Wahrscheinlichkeit in gegenseitiger Nachbarschaft aufhalten als freie Ladungsträger was zu einer Erhöhung der optischen Übergänge führt.

Man findet signifikanten Einfluss auf die spektrale Position, Form und Höhe der Verstärkung. Allerdings wirkt auch hier bei höherer Ladungsträgerdichte die Abschirmung des Ladungsträgerhintergrunds der Wirksamkeit der anziehenden Coulombkraft entgegen. Mit zunehmender Ladungsträgerdichte verschwinden daher die exzitonischen Absorptionen und man erhält eine Minderung des Coulomb Enhancements. Das Coulomb Enhancement bewirkt eine Verschiebung der strahlenden Übergänge in den blauen Spektralbereich, also in die gleiche Richtung wie durch Bandfüllung [Cho94].

2.3.4 Kollisionen und Zerfall von Elektron-Loch-Paaren

Elektron-Elektron- und Elektron-Loch-Streuprozesse werden durch Terme höherer Ordnung als in der Hartree-Fock-Näherung enthalten beschrieben. Sie dominieren auf einer kurzen ps-Zeitskala die Antwort des Mediums auf das elektromagnetische Feld und führen zu einem Zerfall von Elektron-Loch-Paaren. Die-

ser schnellen Antwort sind die langsameren Prozesse der strahlenden und nicht-strahlenden Rekombination und des Pumpvorgangs sowie die etwas schnellere Ladungsträger-Phonon-Streuung überlagert. Der durch Kollisionen induzierte Zerfall von Elektron-Loch-Paaren führt dazu, dass die Lebensdauer der Zustände der Ladungsträger nicht unendlich ist. Die Energie eines Zustands und damit ebenso eines optischen Übergangs ist damit nicht mehr exakt definiert sondern verbreitert. Dieser Verbreiterung wird üblicherweise durch eine Linienverbreiterungsfunktion mit einer phänomenologischen Zerfallskonstante γ_k Rechnung getragen (vgl. Abschnitt 2.2.2). Der Zerfall von Elektron-Loch-Paaren mit ihrem inhärenten Dipolmoment entspricht in dem Modell von W.W. Chow einer exponentiellen Abnahme der mikroskopischen Polarisationen und führt auch auf die Zerfallskonstante γ_k . Während bei dem Modell im vorigen Kapitel die Zerfallskonstante als Korrektur hinzugefügt werden muss, erschließt sie sich bei den Berechnungen von W.W. Chow parameterfrei aus den Termen der Vielteilchen-Wechselwirkungen [Cho94].

Letztendlich sorgen die schnell ablaufenden Streuprozesse als Intrabandübergänge dafür, dass für die Interband-Prozesse der langsamen Zeitskala ein thermisches Gleichgewicht angenommen werden kann. Es bildet die Grundlage dafür, die Ladungsträgerdichte mit Quasi-Fermiverteilungen f_c und f_v in den einzelnen Bändern, zu beschreiben. Diese Näherung ist allerdings bei starker stimulierter Emission nicht mehr gerechtfertigt [Koch05].

2.4 (In, Al)GaN Halbleiter-Laserdioden

Die in dieser Arbeit untersuchten Laserdioden werden aus einem epitaktischen Schichtaufbau von GaN und den ternären Verbindungen Aluminiumgalliumnitrid $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ und Indiumgalliumnitrid $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ prozessiert.

Um die aktive Zone, in der das Licht erzeugt wird, reihen sich p- und n-seitig die Schichten des Wellenleiters und des Mantels. Man spricht bei den modernen Halbleiter-Lasern von einer „Separate Confinement Heterostructure“, wenn die

Ladungsträger in der aktiven Zone durch eine Potentialmulde und das Licht im Wellenleiter separat eingeschlossen werden. Man versucht die Rekombinationszone einzuengen, um dort eine möglichst hohe Ladungsträgerdichte zu erzielen und den Schwellstrom niedrig zu halten. Der typische Schichtaufbau, wie er in Abbildung 2-7 dargestellt ist, ist daher durch Optimierung von Ladungsträger- sowie Strahlführung bedingt.

p-n-Übergang und Ladungsträgereinschluss

Zwischen dem p- und n-dotierten Bereich sollen die Ladungsträger strahlend rekombinieren und werden daher in ihrer Bewegungsfreiheit durch dünne Schichten eines Materials mit geringerer Bandlücke eingeschränkt. In GaN wird dieser Einschluss durch den Einbau von InGaN-Quantenfilmen (typischerweise 2-3 nm) erreicht. Bei den von mir verwendeten Laserdioden von OSRAM Opto Semiconductors wurden in einem Bereich von ca. 40 nm 3 Quantenfilme eingebaut. Auf der p-dotierten Seite hindert eine Elektronenbarriere aus AlGaN die negativen Ladungsträger am Eindringen in den p-Bereich. Da die Löcher mit ihrer höheren effektiven Masse eine wesentlich geringere Beweglichkeit $\mu_p < 10 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [Jai00] besitzen als die Elektronen mit $\mu_n = 300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [Jai00], werden sie effektiv in den Quantentrögen eingefangen, so dass keine Barriere für Löcher nötig ist.

Zur p-Dotierung wird Magnesium verwendet. Die Konzentration der Magnesiumatome ist ein kritischer Parameter für die Qualität der p-Seite. Denn für eine ausreichende Löcherkonzentration muss ein Überschuss an Akzeptor-Atomen angeboten werden, welche bei Raumtemperatur nur zu einem geringen Prozentsatz ionisiert werden. Andererseits bilden sich bei hoher Mg-Konzentration Kristalldefekte, an denen Licht absorbiert und gestreut wird. Diffundierende Mg-Atome werden im Ergebnis dieser Arbeit außerdem als Ursache für die Alterung der untersuchten Laserdioden diskutiert. Auf die Mg-dotierte Mantelschicht aus AlGaN folgt eine besonders hoch p-dotierte GaN-Schicht, an die die Kontaktmetallschicht aus beispielsweise Gold-überzogenem Platin anschließt. Durch die hohe Dotierung soll der Kontaktwiderstand an der Schottky-Barriere zum Metall möglichst gering gehalten werden.

Die n-Dotierung wird durch Silizium erzeugt. Eine Pufferschicht zwischen der Laserstruktur und dem Substrat dient der Defektreduzierung.

Substrat

Es kommen überwiegend GaN, Saphir (Al_2O_3) und Siliziumkarbid (SiC) als Substrate zum Einsatz. Zu Beginn dieser experimentellen Arbeit war GaN noch nicht in ausreichender Qualität als Substrat verfügbar. Durch das Aufbringen einer Pufferschicht werden die Fehlanpassungen zwischen Saphir oder SiC zu GaN reduziert.

SiC wird durch Dotierung mit Stickstoff n-leitend. Ein wesentlicher Vorteil des leitenden SiC:N ist die Möglichkeit, eine vertikale Laserstruktur mit einem n-Kontakt auf der Substratseite zu wachsen. Zudem ist SiC als guter Wärmeleiter auch für eine effektive Wärmeabfuhr geeignet. Der Kristall besitzt außerdem natürliche Spaltflächen, die mit denen der epitaktisch aufgewachsenen Schichten aus (In,Al)GaN zusammenpassen. So lassen sich die prozessierten Halbleiterscheiben senkrecht zu den Laserstrukturen derart spalten, dass atomar glatte Laserfacetten mit einer Rauigkeit < 1 nm entstehen.

Optischer Einschluss – Strahlführung

Die Schichtstruktur der Laserdioden muss so gestaltet sein, dass das Maximum des optischen Feldes in der aktiven Zone liegt und möglichst wenig außerhalb des Wellenleiters gelangt. Das in der aktiven Zone erzeugte Licht wird durch totale interne Reflektion im Wellenleiter geführt, wenn der Mantel einen niedrigeren Brechungsindex besitzt. Der Überlapp der optischen Mode mit dem laseraktiven Bereich, d.h. mit den Quantentrögen wird durch den Füllfaktor Γ beschrieben. Man versucht einen möglichst hohen Füllfaktor zu erreichen, um größtmögliche Verstärkung innerhalb eines kleinen lateralen Bereichs zu erzielen (siehe Abschnitt 2.5.2). Die Mode wird daher durch eine Brechungsindexstufe zwischen Wellenleiter und Mantel sehr schmal gehalten. Der Verlauf des Brechungsindex mit dem Abstand vom p-Kontakt bei der oben beschriebenen Schichtfolge ist zusammen mit der berechneten optischen Intensität innerhalb des Resonators in Abbildung 2-6 dargestellt. Der Einbruch in der optischen Intensität wird durch die Elektronenbarriere verursacht. Der Brechungsindex von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ist von der Aluminiumkonzentration abhängig. Mit zunehmender Konzentration des Aluminiums in der Mantelschicht wird die optische Einengung verbessert und somit der Füllfaktor Γ erhöht. Die Erhöhung des Anteils x

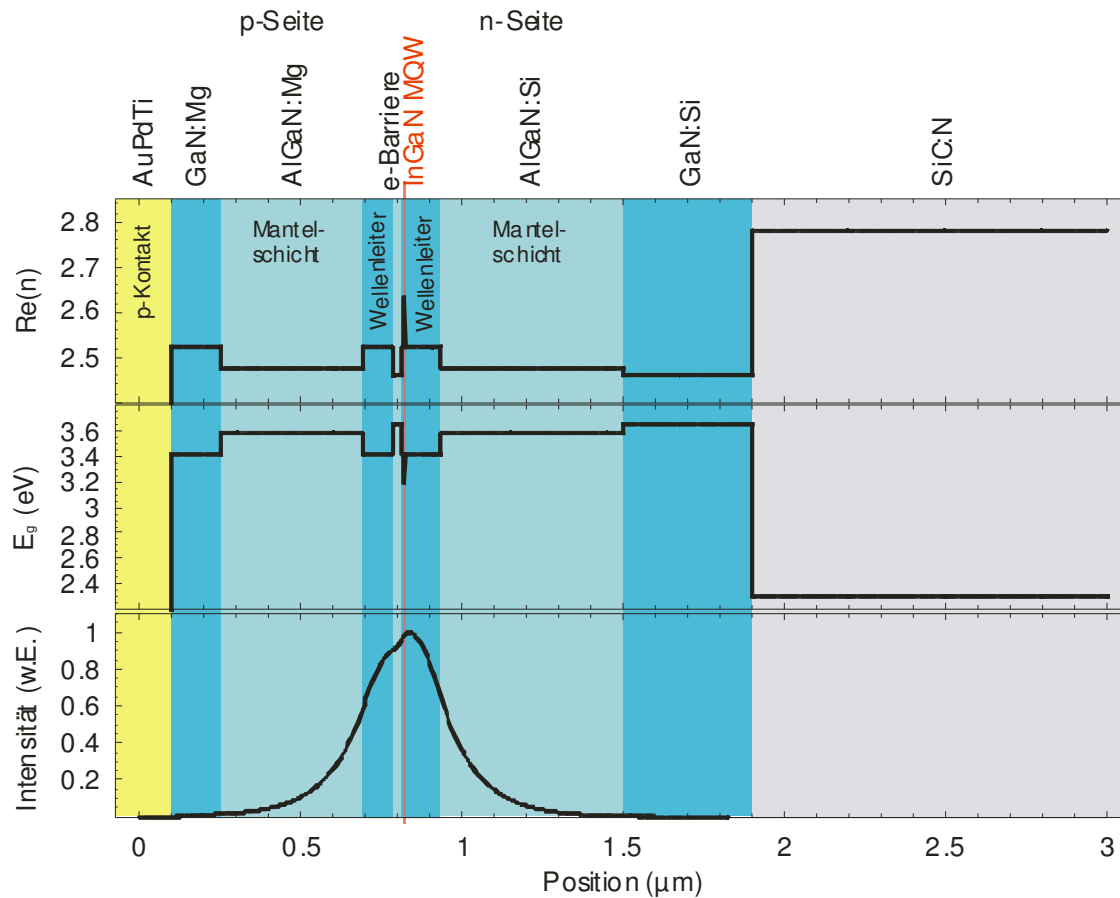


Abbildung 2-6: Schematische Darstellung des Brechungsindex, der Bandlücke und der Intensität entlang der Wachstumsrichtung.

in $Al_xGa_{1-x}N$ wird jedoch begrenzt durch die Bildung von Verspannungen beim epitaktischen Aufwachsen auf GaN. Die weiter außen liegenden Bereiche mit gleichem oder höherem Brechungsindex als der Wellenleiter, wie die p-dotierte GaN-Schicht oder das Substrat SiC bilden mögliche Verlustquellen für die optische Verstärkung. Da SiC einen Brechungsindex von $n_{SiC} = 2,75$ bei 414 nm hat, stellt es einen konkurrierenden Wellenleiter dar. Tatsächlich wurde im Verlauf meiner Experimente deutlich, dass die optische Mode in das SiC eindringt und dort parasitäre Moden bildet (vgl. Abschnitt 4.1.4).

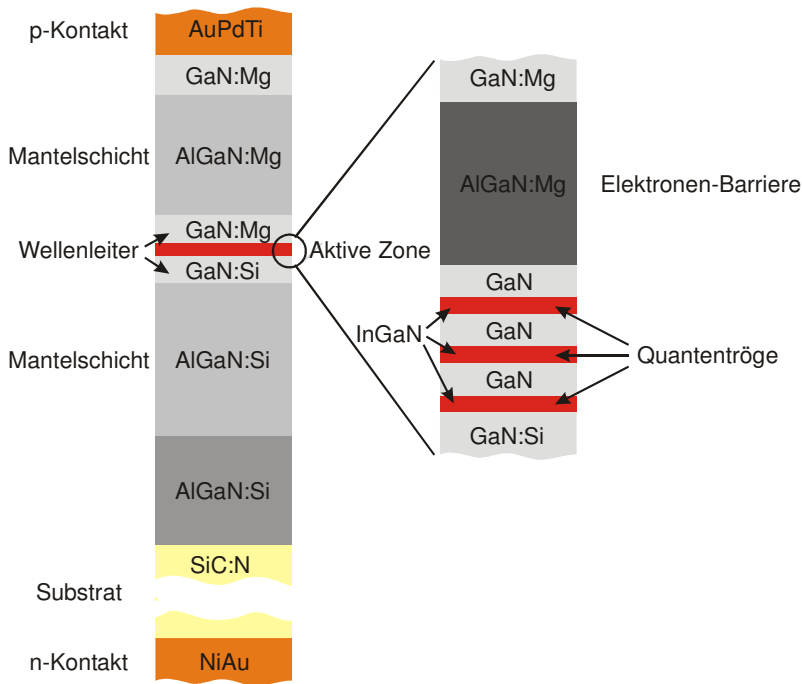


Abbildung 2-7: Vertikaler Schichtaufbau einer (In,Al)GaN-Halbleiterdiode. Der Bereich der aktiven Zone (ca. 40 nm dick) mit 3 Quantentrögen aus InGaIn (typischerweise 2-4 nm dick) ist auf der rechten Seite vergrößert dargestellt.

2.4.1 Stegwellenleiter-Laser und Oxidstreifenlaser

Die vertikale Führung der Lichtwelle wird durch die unterschiedlichen Brechungsindizes der epitaktisch gewachsenen Schichten erreicht. Auch eine laterale Wellenführung kann durch einen Brechungsindexsprung in der Epitaxieebene erzeugt werden, wobei aufwendige trockenchemische Ätzprozesse (Reactive Ion Etching) nötig sind. Es werden so genannte Steg- oder Rippenwellenleiter hergestellt, indem von oben bis in die p-(Al)GaN-Schichten Stege einer typischen Breite von 1,5 - 10 μm geätzt werden und danach Siliziumdioxid ($n = 1,46$) in die Mulden abgeschieden wird. Durch diese Steggeometrie wird nicht nur die optische Welle eingengt, sondern auch der Stromfluss auf den Steg eingeschränkt. Je schmaler der Steg der untersuchten Laserdioden war, desto geringere Schwellströme reichten für die Lasertätigkeit aus.

Bei der Herstellung von Oxidstreifenlasern wird vor Aufbringen des Kontaktmetalls auf die Epitaxieschicht Siliziumdioxid abgeschieden und wieder dünne Streifen freigelegt. Nur in diesen Streifen hat das Metall Kontakt zum Halbleiter, so dass nur dort Strom eingepreßt wird. Die laterale Wellenführung des Lichts erfolgt dann über Gewinnführung.

Verspiegelung

An der Laserschwelle muss die Verstärkung die Material- und Spiegelverluste ausgleichen (vgl. Formel (2.38)). Um den Schwellstrom niedrig zu halten ist daher hohe Reflektivität anzustreben. Eine andere Größe, die man maximieren möchte, ist die differentielle Quanteneffizienz η_d . Sie verknüpft die Steilheit der stimulierten Emission dP_{opt}/dI mit der Anzahl der stimulierten Photonen pro Elektron η_i . Sie hängt sowohl von den Spiegelverlusten α_m als auch von den internen Verlusten α_i ab.

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (2.22)$$

Für möglichst hohe Steilheit müsste eine Anpassung der Spiegelverluste an die internen Verluste, welche in Abschnitt 2.5.2 näher erläutert sind, erfolgen. Eine optimale Reflektivität ergibt sich daher durch Gewichtung des Bedarfs nach einem geringen Schwellstrom und einer hohen differentiellen Quanteneffizienz. Sie ist abhängig von der gewünschten Ausgangsleistung P_{opt} .

Aus den prozessierten Halbleiterscheiben auf SiC werden die Laserbarren entlang der gemeinsamen $(1\bar{1}00)$ -Ebene gebrochen. Die Laserdioden mit typischerweise 600 μm langen Resonatoren, welche für die Ergebnisse dieser Arbeit untersucht wurden, waren beidseitig verspiegelt. Durch das Aufbringen dielektrischer $\lambda/4$ -Schichten entstehen Reflektivitäten von 50-99 %.

2.5 Verstärkung und Brechungsindex in Halbleiter-Laser-Resonatoren

Zunächst wird die Lichtausbreitung im Halbleitermaterial, einem Dielektrikum kurz beschrieben [Fey87, Agr93]. Abbildung 2-8 zeigt das vereinfachte Schema eines Halbleiter-Laserresonators, das dabei zu Grunde gelegt wird. Über die dielektrische Funktion bzw. die Suszeptibilität wird sowohl der komplexe Brechungsindex als auch die Materialverstärkung G definiert.

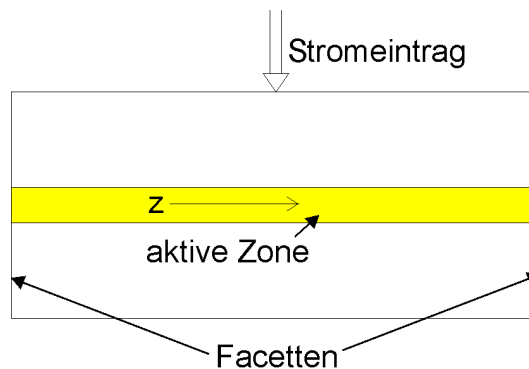


Abbildung 2-8: Vereinfachtes Schema eines Halbleiterlasers. Die Lichtausbreitung findet entlang der z -Richtung statt und wechselwirkt dabei mit dem Material der aktiven Zone.

2.5.1 Der komplexe Brechungsindex

Das elektrische Feld einer Lichtwelle wechselwirkt mit einem Dielektrikum über dessen Dipolmomente. Makroskopisch wird dieser Vorgang in der linearen Optik beschrieben durch die Maxwell-Gleichungen für das elektromagnetische Feld und eine Polarisation P des Mediums, die proportional zur elektrischen Feldstärke ist.

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi(\omega) \vec{E} \quad (2.23)$$

Der lineare Faktor $\epsilon_0 \chi(\omega)$ gibt die frequenzabhängige Polarisierbarkeit des Materials an. Er enthält die Permeabilität ϵ_0 des Vakuums und die Suszeptibilität χ , welche ein Tensor komplexer Zahlen ist. Das bedeutet, dass die Antwort auf das elektrische Feld richtungsabhängig und phasenverschoben sein kann. Im weiteren werden nur E-Felder mit Polarisationsrichtung x und parallele Polarisation des Mediums betrachtet. Damit führen die Maxwell-Gleichungen in nichtmagnetischer Materie und unter der Annahme harmonischer Zeitabhängigkeit zu der räumlichen Wellengleichung:

$$\nabla^2 \vec{E} + \epsilon k_0^2 \vec{E} = 0 \quad (2.24)$$

Dabei ist $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl im Vakuum, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und ϵ die komplexe Dielektrizitätskonstante des Mediums $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$. Sie ist verknüpft mit der komplexen Suszeptibilität $\chi = \chi' + i\chi''$ des Mediums:

$$\epsilon = 1 + \chi \quad (2.25)$$

Da die Antwort auf das elektrische Feld durch eine komplexe Größe wiedergegeben wird, definiert man auch einen komplexen Brechungsindex n , der die Beziehung $\epsilon = n^2$ erfüllt. Indem man als neue reelle Größe die Verstärkung G einführt, lässt er sich schreiben als:

$$n = n' - i \frac{G}{2k_0} \quad (2.26)$$

Setzt man die komplexen Zahlen ϵ und n^2 gleich, indem man Realteil und Imaginärteil gleichsetzt und benutzt man Formel (2.25), so ist

$$G = -\frac{k_0}{n'} \chi'' \quad (2.27)$$

Eine sich in z -Richtung ausbreitende und in x -Richtung polarisierte ebene Welle wird beschrieben durch:

$$E_x = E_0 e^{-i(\omega t - k_0 n z)} + c.c. = E_0 e^{\frac{G}{2} z - i(\omega t - k_0 n' z)} + c.c. \quad (2.28)$$

Die Welle breitet sich dann gerade mit der Phasengeschwindigkeit

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k_0 n'} = \frac{c}{n'} \quad (2.29)$$

aus, so dass der Realteil des komplexen Brechungsindex n die Phasengeschwindigkeit der Welle im Medium bestimmt. Für diese wird in späteren Kapi-

teln wieder vereinfachend der Buchstabe n verwendet. Die Amplitude nimmt jedoch je nach Vorzeichen des Faktors G mit z ab bzw. zu. Der Imaginärteil $-G/2k_0$ von n stellt also die Schwächung oder Verstärkung der Welle dar. Der Faktor G wird als optische Verstärkung (gain) definiert. Die Intensität der Welle verhält sich damit im Material wie

$$I \sim e^{Gz}$$

bzw.

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = G \quad (2.30)$$

Die Intensitätsverstärkung G hat die Einheit einer inversen Länge. Sie stellt gleichzeitig die negative Absorption dar. Um tatsächlich positive Lichtverstärkung des Materials zu erreichen muss Besetzungsinversion erzeugt werden. Im nächsten Abschnitt wird erläutert, dass dabei nicht nur die fundamentale Absorption ausgeglichen werden muss.

2.5.2 Laserschwelle und Materialgewinn

Die Lichterzeugung in einer Halbleiterlaserdiode erfolgt durch den Pumpprozess mit Strominjektion. Unterhalb eines Schwellstromes I_{th} emittiert der Laser ein breites spontanes Emissions-Spektrum, wie das einer Leuchtdiode. Erst oberhalb I_{th} entsteht Laserbetrieb und die stimulierte Emission wird verstärkt. Dazu muss die Verstärkung des Materials nicht nur die Verluste überwiegen die durch die Absorption der Ladungsträger entstehen. Es müssen auch zusätzliche interne Verluste und die Verluste an den Spiegeln des Resonators kompensiert werden. Die gemessene Verstärkung g (engl. net mode gain) folgt daher aus der gepumpten Materialverstärkung G als

$$g = \Gamma G - \alpha_i \quad (2.31)$$

Unter den internen Verlusten α_i werden verschiedenste Prozesse wie die Absorption freier Ladungsträger, die Streuung an Unregelmäßigkeiten des Gitters, insbesondere an Heterostruktur-Grenzflächen oder die Absorption von Photonen in verlustbehafteten Bereichen wie beispielsweise im Mg-dotierten Wellenleiter zusammengefasst. Die Lasermode breitet sich tatsächlich weit über die aktive lichtverstärkende Zone aus (vgl. Abbildung 2-6). Dass dadurch nur ein kleiner Anteil der optischen Mode verstärkt wird, berücksichtigt man durch den Füllfaktor Γ , oft auch als Confinement Faktor bezeichnet. Bei den von mir

tor Γ , oft auch als Confinement Faktor bezeichnet. Bei den von mir untersuchten Laserdioden war typischerweise $\Gamma = 0,021$ [Röw02].

Die Verstärkung hängt nicht nur von der Photonenenergie ab, sondern wesentlich auch von der Ladungsträgerdichte N . Wenn der Strom ansteigt wird zunächst die Ladungsträgerdichte N und mit ihr die Verstärkung $g(N)$ erhöht. Wenn die Ladungsträgerdichte so hoch ist, dass die Verstärkung die internen Verluste α_i und Spiegelverluste α_m ausgleicht, ist die Laserschwelle erreicht und es gilt:

$$G_{th} = \alpha_i + \alpha_m \quad (2.32)$$

Oberhalb dieses Schwellwertes bleibt die Ladungsträgerdichte konstant, so dass es nicht zu einem unbegrenzten Anwachsen der optischen Leistung kommen kann.

2.5.3 Brechungsindexänderungen und α –Faktor

Im semiklassischen Modell wird die Wechselwirkung eines klassischen elektrischen Feldes mit einem quantenmechanischen Halbleitermedium durch eine Selbst-Konsistenz Rechnung behandelt. [Cho94]. Das angesetzte Feld $\mathbf{E}(z, t)$ induziert eine Polarisation $\mathbf{P}(z, t)$ des Mediums, welches wiederum ein Feld $\mathbf{E}'(z, t)$ erzeugt, das bei Konvergenz der Methode selbstkonsistent mit $\mathbf{E}(z, t)$ übereinstimmt.

Die Beziehungen aus Abschnitt 2.5.1 behalten ihre Gültigkeit, wenn man die Annahme macht, dass das Feld innerhalb einer optischen Wellenlänge nur geringfügig variiert. Man setzt für das Laserfeld wieder eine ebene, sich in z -Richtung ausbreitende Welle mit Betrag E , Wellenvektor k und Phase ϕ an. Dann lassen sich die mikroskopischen optischen Dipol-Momente statistisch aufsummieren zu einer lokalen Polarisation $\mathbf{P}(z, t)$ des Mediums, die durch die komplexe Suszeptibilität $\chi = \chi' + i\chi''$ mit dem elektrischen Feld verknüpft ist.

Die komplexe Amplitude der Polarisation ist dabei $P(z) = \epsilon \chi E(z)$.

Die Ausbreitung des Feldes wird damit beschrieben durch zwei Gleichungen [vgl. Cho94]:

$$\frac{dE}{dz} = \frac{g}{2} E = -\frac{k}{2n^2} \chi'' E \sim \text{Im}[P(z)] \quad (2.33)$$

$$\frac{d\Phi}{dz} = -\frac{\delta n}{n} k = -\frac{k}{2n^2} \chi' \sim \frac{1}{E} \text{Re}[P(z)] \quad (2.34)$$

Die lokale Verstärkung g wird also durch den Imaginärteil der Suszeptibilität beschrieben, während die Phasenänderung durch ihren Realteil bestimmt ist. Der Wellenvektor ist $k = n k_0$. Durch die komplexe Suszeptibilität sind folglich Verstärkung und Brechungsindex gekoppelt. Eine Änderung in der Verstärkung ist also stets mit einer Änderung des Brechungsindexes verknüpft. Dies gilt sowohl für thermisch bedingte Änderungen als insbesondere auch solche durch Variation der Ladungsträgerdichte ∂N . Für Betrachtungen der Ladungsträger-induzierten Brechungsindexdynamik ist daher die Einführung eines Kopplungsfaktors α sinnvoll, der die Variationen von Realteil und Imaginärteil der Suszeptibilität ins Verhältnis setzt. Man definiert

$$\alpha = \frac{\frac{\partial \chi'}{\partial N}}{\frac{\partial \chi''}{\partial N}} = -\frac{2k}{n} \frac{\frac{\partial(\delta n)}{\partial N}}{\frac{\partial g}{\partial N}} \quad (2.35)$$

δn umfasst Ladungsträger-induzierte Änderungen im realen Brechungsindex.

Dieser α -Faktor wird als Linienverbreiterungs-Faktor oder auch Henry-Faktor bezeichnet. Er hängt selbst auch von der Ladungsträgerdichte und Wellenlänge ab. Brechungsindex und Verstärkung sind Größen, die für die Wellenführung entscheidend sind. Daher spielt α auch unter der Bezeichnung Antiguiding-Faktor (oft mit R statt α bezeichnet) eine Rolle.

Wird die Ladungsträgerdichte bis zur Laserschwelle erhöht, bildet sie eine laterale Verteilung mit maximaler Höhe im Zentrum der Facetten und zu den Seiten hin abnehmend. Da der Brechungsindex mit abnehmender Ladungsträgerdichte zunimmt, resultiert diese Dichteverteilung in einer Indexverteilung wie bei einer divergierenden Linse. Diesem Antiguiding des Brechungsindex wirkt die Ver-

stärkungsführung (gain guiding) zur Ausbildung eines stabilen Strahls endlicher Weite entgegen [Kir77, Osi87].

Wenn jedoch der Betriebsstrom des Lasers auf Werte oberhalb der Schwelle erhöht wird, können innerhalb der Laserdiode so hohe Lichtintensitäten entstehen, dass es zur Filamentbildung kommt. Filamentierung äußert sich durch laterale Einschnürungen und Verzerrungen der abgestrahlten Mode. An Positionen innerhalb der Laserkavität, an denen die Intensität hoch ist, wird die Ladungsträgerdichte auf ihrem Schwellwert festgehalten, wohingegen sie an Orten geringerer Intensität höhere Werte annehmen kann. Es werden dabei lateral räumliche Löcher in die Ladungsträgerverteilung gebrannt. Dort, wo die Ladungsträgerdichte abfällt, sinkt die optische Verstärkung wohingegen der Brechungsindex ansteigt. Ein erhöhter Brechungsindex begünstigt die Wellenführung, so dass in dem Bereich, in dem die Lichtintensität bereits am stärksten ist, die Welle auch am besten geführt wird. Man spricht daher von Selbstfokussierung. M. Pindl konnte mit Nahfeld- Untersuchungen an (In, Al)GaN-Laserdioden zeigen, dass bei hoher Stromdichte die aus der Facette austretende Intensitätsverteilung gegenüber der Facettenbreite eingeengt ist und im zeitlichen Verlauf nicht stabil bleibt, sondern Einschnürungen bildet [Sch05]. Dies ist typisch für die Filamentbildung, da sich in der Mitte der Filamentachse ein Verstärkungsminimum befindet, womit Moden höherer Ordnung begünstigt werden. Meist lässt sich der Betrieb auf der fundamentalen Mode dann nur noch bei geringer Anregungsdichte aufrecht erhalten. Der Antiguiding-Faktor stellt ein Maß dafür dar, wie stark eine Laserdiode mit Streifengeometrie dazu neigt, Filamente zu bilden.

In dieser Arbeit bestimme ich den Antiguiding-Faktor für Ladungsträgerdichten bis zur Laserschwelle, wo er gegen einen festen Wert konvergiert. Die so gemessenen Resultate des α -Faktors lassen sich mit Simulationen von W. W. Chow et al. vergleichen, was in Abschnitt 4.5 behandelt wird. Die Kopplung zwischen Fluktuationen der Intensität und der Phase hat außerdem Konsequenzen für die Linienform der Laseremission. So konnte C. H. Henry zeigen, dass die minimale Linienverbreiterung eines Halbleiter-Lasers proportional $(1+\alpha^2)$ ist [Hen82, Osi87].

2.5.4 Resonatorumlauf – die longitudinalen Moden



Abbildung 2-9: Umlaufendes optisches Feld in einem Resonator der Länge L mit Spiegelfacetten der Reflektivitäten R_1 und R_2 .

Um die für den Resonator wichtigen Größen herauszuheben, betrachte man vereinfacht die Laserdiode als Resonator der Länge L mit zwei Spiegeln der auf die Intensität bezogenen Reflektivitäten R_1 und R_2 , wie in Abbildung 2-9 dargestellt. Ein Lichtstrahl mit Feld E_n durchlaufe den Resonator, so dass er an jedem Spiegel einmal reflektiert wird und den Weg $2L$ zurücklegt. Sein Feld innerhalb der Kavität erfährt durch diesen kompletten Umlauf eine Änderung:

$$E_{n+1} = E_n e^{\delta} \quad (2.36)$$

Dabei ist der Exponent $\delta = \delta' + i\delta''$ komplex. Sein Realteil

$$\delta' = \ln\left(\sqrt{R_1 R_2}\right) \frac{g}{2} 2L$$

enthält außer den Spiegelreflektivitäten die Amplitudenverstärkung $g/2$ bzw. die Intensitätsverstärkung g .

Für die Feldamplitude bedeutet dies nach einem Umlauf ($2L$) einen verstärkenden oder abschwächenden Multiplikator

$$\gamma = \sqrt{R_1 R_2} e^{gL} \quad (2.37)$$

welcher auch round trip gain genannt wird.

Der Imaginärteil berücksichtigt die Phasenänderung im Medium mit Brechungsindex n bei der Wellenlänge λ :

$$\delta'' = \frac{2\pi}{\lambda} n 2 L$$

so dass die Amplitude multipliziert wird mit

$$e^{i \frac{4\pi}{\lambda} n' L}.$$

An der Laserschwelle kompensiert die Verstärkung die Verluste und der round trip gain γ wird 1. Das bedeutet für den Schwellwert der gemessenen Intensitätsverstärkung (net mode gain), dass die fundamentale Absorption und die Spiegelverluste ausgeglichen werden:

$$g_{th} = \Gamma G_{th} - \alpha_i = -\frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2) \quad (2.38)$$

Das gesamte Feld, das an einem Spiegel ausgekoppelt wird, ist eine Überlagerung aus dem ursprünglichen Feld mit den Feldern der Mehrfachumläufe. Die interferierenden Amplituden werden daher aufsummiert zu

$$E = E_0 \sum_{j=0}^{\infty} e^{j\delta} = E_0 \sum_{j=0}^{\infty} (\gamma e^{i\delta'})^j, \quad (2.39)$$

was in Abbildung 2-10 a) durch ein Vektordiagramm veranschaulicht wird.

Die Reihe konvergiert bei $j \rightarrow \infty$ für $\gamma < 1$, d.h. nur unterhalb der Laserschwelle, gegen

$$E = E_0 \frac{1}{1 - e^{\delta}}$$

Für das Verhältnis von austretender Intensität zu Eingangsintensität I_0 ergibt sich daraus:

$$\frac{I}{I_0} = \left| \frac{E}{E_0} \right|^2 = \frac{1}{\gamma^2 + 1 - 2\gamma \cos \delta''} \quad (2.40)$$

Die Maxima dieser oszillierenden Funktion liegen bei $\cos \delta'' = 1$, also wenn $2 n L / \lambda$ eine ganze Zahl m ist. Die Minima ergeben sich gerade unter der Bedingung $4 n L / \lambda = 2 m + 1$.

Mithilfe der trigonometrischen Beziehung $\cos \delta'' = 1 - 2 \sin^2 (\delta''/2)$ lässt sich Gleichung (2.40) schreiben als Airy-Funktion

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta''/2)} \quad (2.41)$$

mit

$$F = \frac{4\gamma}{(1-\gamma)^2} \quad (2.42)$$

Das Licht, das aus dem Resonator austritt verhält sich also gerade wie die Eingangsintensität der spontanen Emission moduliert durch eine Airy-Funktion. Die Form der Airy-Funktion, welche in ihrer Modulationstiefe durch die Finesse F bestimmt wird, hängt vom round trip gain γ und damit von der Verstärkung und den Spiegelverlusten ab. Die Maxima entsprechen den longitudinalen Moden eines Fabry-Perot-Etalons. Diese Fabry-Perot-Modulationen spektral aufzunehmen und aus ihnen Verstärkung und Brechungsindex blauer Laserdioden zu bestimmen ist Thema der folgenden Ausführungen.

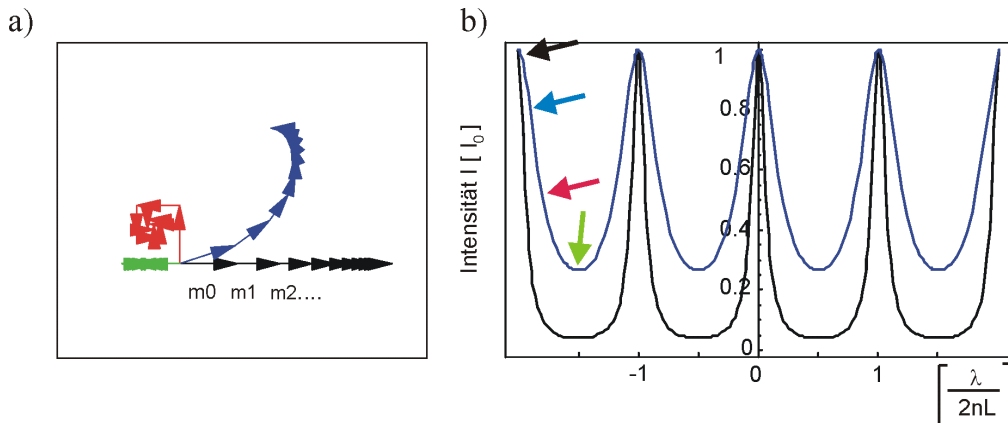


Abbildung 2-10 Vektordiagramm zur Veranschaulichung der Summation von Termen $E_0 e^{i\delta}$ für exemplarische Phasenänderungen 0° (schwarz), 9° (blau), 90° (rot), 180° (grün) bei einer Abschwächung von 0.3 pro Umlauf (links). Die Maxima, Minima und Zwischenpositionen der Airy-Funktion ergeben sich daraus (blaue Kurve rechts). Zum Vergleich ist auch eine Airy-Funktion bei sehr geringer Abschwächung eingetragen.

2.6 Methoden zur Verstärkungsmessung

In diesem Abschnitt werden verschiedene Möglichkeiten vorgestellt, die Verstärkung blauer Halbleiter-Laser-Dioden zu messen. Dabei basieren die in 2.6.1 und 2.6.2 dargestellten Methoden auf den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Elektrolumineszenz-Moden-Spektren. Dagegen wird bei der Methode der variablen Streifenlänge in 2.6.3 die Verstärkung aus photonisch angeregten Emissionsspektren bestimmt.

2.6.1 Hakki-Paoli-Methode

B.W. Hakki und T.L. Paoli stellten 1972 eine Technik zur experimentellen Bestimmung der spektralen optischen Verstärkung in Halbleiterlasern vor [Hak73, Hak74]. Dabei werden Laserdioden mit Strömen unterhalb der Laserschwelle betrieben und die oben beschriebenen Fabry-Perot-Moden auf dem spontanen Emissionsspektrum ausgewertet. Idee des Verfahrens ist es, die Intensität der spontanen Emission an benachbarten Maxima und Minima zu messen und daraus die Verstärkung $g(\lambda)$ zu berechnen.

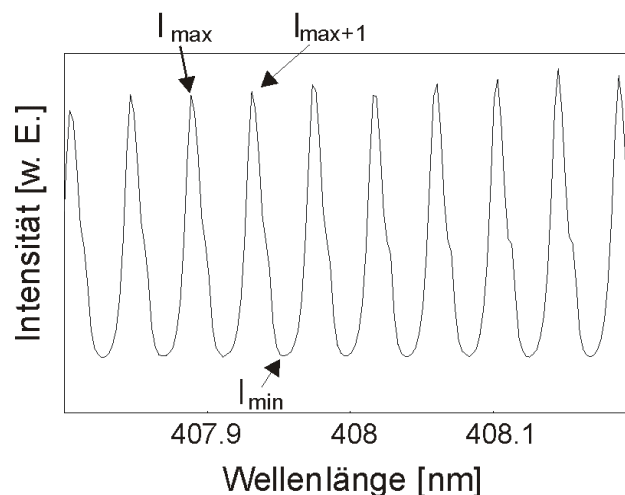


Abbildung 2-11: Maxima und Minima der Fabry-Perot-Moden werden für die Berechnung der Verstärkung ins Verhältnis gesetzt.

Die Intensitäten an den Maxima und Minima folgen aus Gln. (2.40) zu

$$I^{\max} = \frac{I_0}{(1-\gamma)^2} \quad (2.43)$$

und

$$I^{\min} = \frac{I_0}{(1+\gamma)^2} \quad (2.44)$$

Entsprechend Gln. (2.38) des vorherigen Abschnitts gilt aber für die Verstärkung

$$g(\lambda) = \frac{1}{L} \ln \gamma - \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2) \quad (2.45)$$

Bildet man aus den gemessenen Werten von I^{\max} und I^{\min} die Modulationstiefe

$$p = \frac{I^{\max} + I^{\max+1}}{2 I^{\min}} = \frac{\text{mittlere Maximumshöhe}}{\text{dazwischen liegendes Minimum}} \quad (2.46)$$

so lässt sich γ eliminieren und die Verstärkung berechnen zu

$$g(\lambda) = -\frac{1}{L} \ln \left(\frac{\sqrt{p} + 1}{\sqrt{p} - 1} \right) - \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2) \quad (2.47)$$

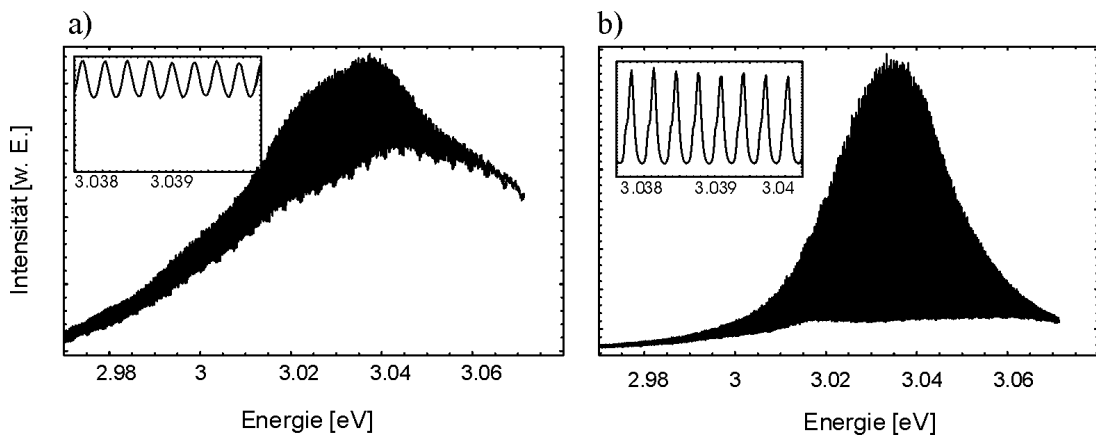


Abbildung 2-12: Modulierte Elektrolumineszenz-Spektren bei niedriger (a) und hoher (b) Verstärkung. In den kleinen Bildausschnitten sieht man vergrößert im Bereich des Maximums die aufgelösten Moden.

Der zweite Term dieser Gleichung beinhaltet gerade die Spiegelverluste. Nähert man sich dem maximal messbaren Wert von $g(\lambda)$ an der Laserschwelle, so ist $\gamma = 1$, und dieser Term bleibt für die Verstärkung übrig.

B.W. Hakki und T.L. Paoli verwendeten ihre Methode vor allem, um die Alterung von GaAs-Laserdioden zu untersuchen. Knapp unterhalb der Laserschwelle hat man etwa normale Betriebsbedingungen der Laserdiode. So kann man während des Betriebs verfolgen, wie sich das Verstärkungsspektrum durch Degradation verändert. Während sich die Hakki-Paoli-Methode für die Aufnahme von Verstärkungsspektren roter Laserdioden etabliert hat, stellt sie bei der Anwendung auf blaue Laserdioden erhebliche Anforderungen an die Auflösung des spektralen Detektionssystems. Dies wird deutlich, wenn man die Abhängigkeit des longitudinalen Modenabstands von der Wellenlänge betrachtet:

Wie bereits aus Gln. (2.40) gefolgert wurde, hat man konstruktive Interferenz und somit Maxima der Lichtintensität, wenn folgende Beziehung erfüllt ist:

$$m \frac{\lambda}{2} = n L \quad (2.48)$$

wobei $m = 1, 2, 3, \dots$ ganze Zahlen annimmt. Zu beachten ist, dass der Brechungsindex n von der Wellenlänge abhängt, also ein $n(\lambda)$ ist. Dass n zudem von Materialparametern wie Ladungsträgerdichte und Temperatur abhängt, wird in Abschnitt 4.4 berücksichtigt. Wenn man nach m auflöst, die Ableitung $dm/d\lambda$ bildet und schließlich $dm = 1$ setzt, erhält man für den Abstand zweier benachbarter Moden:

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2 L n} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1} \quad (2.49)$$

Der Term in Klammern kann für andere Materialien oft vernachlässigt werden. Da die Gruppe III-Nitride jedoch im blauen Spektralbereich eine starke Dispersion aufweisen [Law01, Tisch01], wird durch diesen Term eine merkliche Verkleinerung des longitudinalen Modenabstands bewirkt. Der Modenabstand für einen Resonator der Länge $L = 600 \mu\text{m}$ mit einem Brechungsindex des Mediums von $n = 2,5$ (GaN) beträgt demnach bei ca. 410 nm Emissionswellenlänge nur $\Delta\lambda = 0,04 \text{ nm}$.

Aus der Modulationstiefe der spontanen Emissionsspektren lässt sich also das Verstärkungsspektrum und aus dem Abstand der Moden der Brechungsindex bestimmen. Die genaue Durchführung unserer Messungen unter Berücksichtigung von Temperatur- und Ladungsträgerabhängigkeit des Brechungsindex wird in Abschnitt 3 beschrieben.

Variation der Hakki-Paoli-Methode durch Cassidy

Auch D. T. Cassidy nimmt die Fabry-Perot Moden im Spektrum der spontanen Emission als Grundlage für seine Technik, Verstärkungsspektren [Cas84] von Halbleiterlasern zu messen. Er verwendet jedoch eine alternative Auswertung, die Ungenauigkeiten durch Geräte und Rauschen reduzieren soll.

Durch Faltung der aus dem Laser austretenden Strahlung mit einer Gerätefunktion ist die am Detektor ankommende Strahlung gegeben. Die messbare Intensität ist daher gegenüber dem ausgesandten Signal verbreitert und das Maximum erniedrigt. Folglich wird aus einem zu niedrig gemessenen Maximum und zu hoch bestimmtem Minimum nach der Hakki-Paoli-Methode stets eine zu niedrige Verstärkung berechnet. Doch ist die Fläche unter einem Modenberg nach der Faltung dieselbe wie vorher und die Kurve zwischen zwei Minima analytisch integrierbar. D. T. Cassidy setzt daher die Fläche unter den Modenbergen ins Verhältnis zum Wert des angrenzenden Minimums, um daraus die Verstärkung zu berechnen. Indem also die Intensität über die spektrale Breite einer Resonatorlänge gemittelt wird, wird das Ergebnis unempfindlicher gegen Rauschen und die Instrumentenfunktion.

Wir haben diese Möglichkeit der Auswertung mit dem Programm Mathematica auf unsere Modenspektren angewendet. Die ermittelte Verstärkungskurve zeigte jedoch keine deutliche Erhöhung oder Glättung im Vergleich zur Hakki-Paoli-Kurve.

2.6.2 Auswertung mit der Fourier-Methode

Weitere Informationen lassen sich nach D. Hofstetter und R. L. Thornton aus den Fabry-Perot-Moden des Emissionspektrums gewinnen, wenn man dieses Fourier-transformiert [Hof98]. Wird die Fourier-Transformierte des Modenspektrums gebildet und über der Zeit aufgetragen, so zeigt sie Spitzen im Abstand von jeweils einer Resonatorumlaufzeit. Im Zentrum sitzt die fundamentale Amplitude I_0 und seitlich reihen sich mit abnehmender Höhe die Harmonischen. Die Abnahmerate ist ein Maß für die mittleren Verluste bzw. die Verstärkung g pro Umlauf. Abbildung 2-13 zeigt transformierte Spektren von mir gemessener Emissionsspektren bei hoher (a) und geringer (b) Verstärkung.

Eine besondere Stärke dieser mathematisch transformierten Spektren ist, dass man in ihnen Störungen wie Resonatorrisse oder andere Streuzentren erkennen und lokalisieren kann. Häufig haben die Laserdioden parallel zur Facette Risse, die durch Verspannungen wegen der Gitterfehlانpassung von GaN zum SiC-Substrat entstehen. Diese Risse können wie zusätzliche halbdurchlässige Spiegel wirken und Unterresonatoren in der Laserkavität bilden. Sie bewirken im messbaren Frequenzspektrum der longitudinalen Moden überlagerte Schwebungen. Im transformierten Spektrum erscheinen dann bei nicht ganzzahligen Vielfachen einer Resonatorumlaufzeit weitere Spitzen. Sie können lokalisiert werden, wenn man statt des Frequenzspektrums die gemessene Emissionsintensität über der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ aufträgt und transformiert in ein Spektrum über der optischen Pfadlänge $d = n_{\text{eff}}L \text{ m} / \pi$.

Ein Nachteil dieser Methode besteht darin, dass messtechnisch bedingte periodische Einflüsse in den Spektren störende Spitzen erzeugen. Zudem besteht bei einem Resonatormaterial wie GaN eine hohe Dispersion des Brechungsindex, und somit keine exakte Periodizität der Resonatormoden über einen größeren spektralen Bereich. An den Laserdioden, die ich zur Untersuchung hatte, habe ich die Hofstetter-Methode nur verwendet, um festzustellen, ob vor oder während der Alterung mit Gleichstrom-Betrieb Risse entstanden. Genauer hat sich H. Fischer in seiner Diplomarbeit mit dieser Auswerte-Möglichkeit beschäftigt. Trotz höheren Aufwands waren die aus den Fourier-Amplituden bestimmten Verstärkungsspektren einem höheren Rauschen unterworfen. Wir kamen über-

einstimmend zu dem Schluss, dass das Hakki-Paoli-Verfahren für Verstärkungsspektren unseres Interessebereichs besser geeignet sei [Fis04].

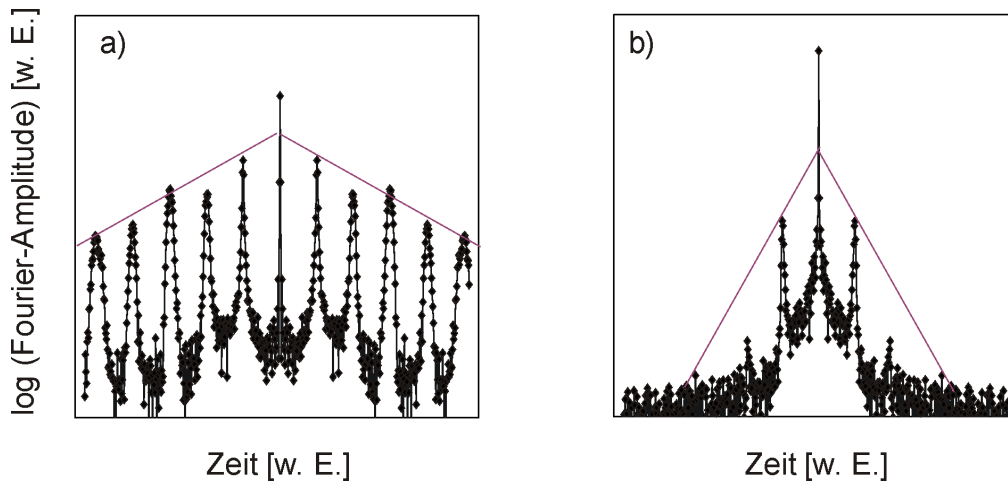


Abbildung 2-13: Fourier-transformierte Modenspektren bei hoher (a) und niedriger (b) Verstärkung. Der Abstand zwischen zwei Spitzen entspricht jeweils einer Resonatorumlaufzeit. Die Rate, mit der die Spitzenhöhe abnimmt, ist ein Maß für die Verstärkung.

2.6.3 Methode der Variablen Streifenlänge

Seit 1971 von K. L. Shaklee die Variable-Streifenlängen-Methode zur direkten Bestimmung der optischen Verstärkung von CdS –Kristallen eingeführt wurde, hat sie sich zur meist verbreiteten Technik auch für Nitrid-Halbleiter entwickelt [Sha71]. Ihr Vorteil besteht vor allem darin, dass epitaktisch gewachsene Materialproben ohne Laserprozessierung untersucht werden können. Der zu untersuchende Halbleiter wird dazu optisch gepumpt, indem Licht in einer schmalen Linie auf seine Oberfläche fokussiert wird. Dabei wird die Länge des bestrahlten Probenbereichs durch eine Messerkante festgelegt. Wurde die Probe genug angeregt, wird das spontan emittierte Licht auf seinem Weg entlang des angeregten Streifens durch stimulierte Emission verstärkt bis es aus der Seitenfläche austritt, wo es detektiert wird. Die Veränderung der Lichtausbeute wird in Abhängigkeit von der Länge l des Bestrahlungsbereichs gemessen (vgl. Abbildung 2-14). Trägt man die Messwerte der verstärkten spontanen Emission $I_{ASE}(l)$ auf, lässt

sich unter der Voraussetzung konstanter Anregungsintensität der „net gain“ $g = \Gamma G - \alpha_i$ bei einer bestimmten Wellenlänge bestimmen, indem man die Kurve anpasst durch

$$I_{\text{ASE}} = \frac{I_{\text{SP}}}{g} (e^{g l} - 1) \quad (2.50)$$

Da kein elektrischer Betrieb der Laserdioden erforderlich ist, hat diese Methode gerade in der Phase der Entwicklung neuer Epitaxiezusammensetzungen ihre Stärke. Gleichzeitig ist es aber auch von Nachteil, dass die Verstärkung hier unter Bedingungen sehr hoher Ladungsträgerdichten bestimmt wird, wie sie im elektrischen Betrieb nicht erreicht werden. Die Streifenlängen-Methode erlaubt die Messung des Verstärkungsfaktors etwa zwischen 20 cm^{-1} bis 200 cm^{-1} .

Es werden typischerweise Streifenlängen von $200 \text{ }\mu\text{m}$ bis 1 mm belichtet. Eine Schwierigkeit des Experiments ist es, über diese Länge eine möglichst homogene Anregung herzustellen[Fra96].

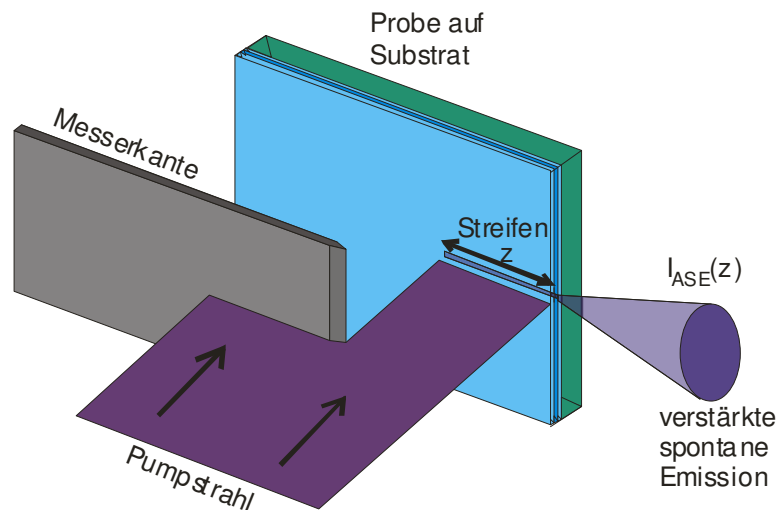


Abbildung 2-14: Prinzip der Methode der Variablen Streifenlänge: Durch die Messerkante wird die Länge z des durch das Pumplicht bestrahlten Streifens variiert.

3 Experimente

Die Schwierigkeit, die Hakki-Paoli-Methode auf blaue Laserdioden anzuwenden, besteht darin, dass die longitudinalen Moden der (Al, In)GaN Laser mit beispielsweise 600 μm Resonatorlänge bei 400 nm Emissionswellenlänge ca. 0.04 nm eng beieinander liegen und gut aufgelöst werden müssen. Zudem müssen die Laserdioden temperaturstabil, d.h. kontinuierlich bis knapp unter der Laserschwelle betrieben werden, da sonst die Temperaturabhängigkeit der Position der Moden die Spektren „verwischt“. Dies setzt die Verfügbarkeit guter Laserdioden und ausreichende Wärmeabfuhr voraus.

3.1 Versuchsaufbau

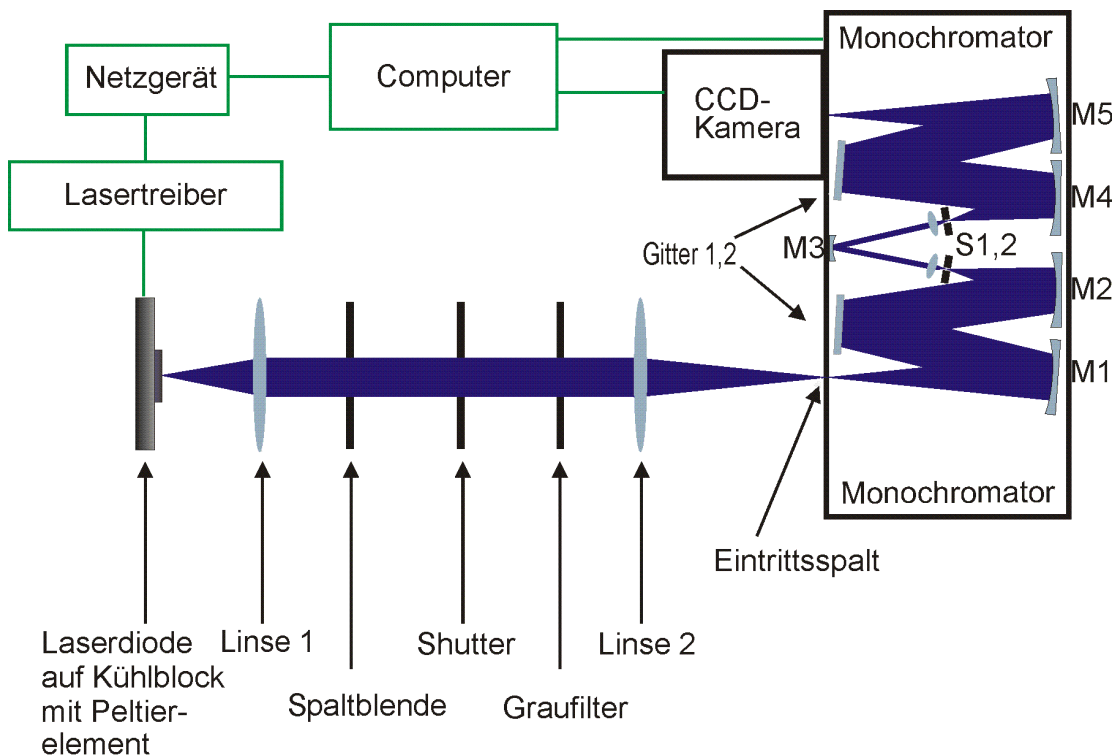


Abbildung 3-1: Skizze des Versuchsaufbaus.

3.1.1 Detektionssystem

Kernstück des experimentellen Aufbaus ist ein Doppelmonochromator in Czerny-Turner-Anordnung (Typ *Spex 1404*) mit einer Fokusslänge von 0,85 m. Der Monochromator wird mit 2 Gittern aus 1800 Linien/mm eingesetzt. Seine Spezifikation gibt bei einer Blaze-Wellenlänge von 579,1 nm, einer Spaltbreite von 6 μm und Spalthöhe von 2 mm eine Auflösung von 0,005 nm an. Bei einem interessanten Spektralbereich von 400 - 450 nm kann der Monochromator in zweiter Beugungsordnung eingesetzt werden, so dass sich die lineare Dispersion verdoppelt. Doppelte Auflösung wird nicht ganz erreicht, da sich die optischen Fehler verändern. Um die Gitter voll auszuleuchten muss die numerische Apertur des Monochromators ($\text{NA} = 0,07$) eingehalten werden. Der divergente Strahl der Laserfacette (ca. $2 \times 0,5 \mu\text{m}^2$) wird durch Linse 1 mit hoher numerischer Apertur ($\text{NA}' = 0,32$) kollimiert und durch Linse 2 auf den Eintrittsspalt fokussiert. In den parallelen Strahlengang zwischen Linse 1 und Linse 2 wurden bei Bedarf Blende, Filter sowie der computer-gesteuerte Shutter positioniert. Die Vergrößerung um

$$m = \frac{\text{NA}'}{\text{NA}} = \frac{0,32}{0,07} = 4,6$$

ermöglicht eine Vergrößerung der Facette auf $2,3 \mu\text{m}$ und einen Eintrittsspalt von $20 \mu\text{m}$ ohne Intensitätsverlust.

Die Laserfacette wird durch den Monochromator auf den Detektor abgebildet. Bei den Messungen in dieser Arbeit detektierte eine stickstoffgekühlte CCD-Kamera (*ISA PCCD-1024x256Back*) mit Zeilen von 256×1024 Pixeln einer Größe von $26 \times 26 \mu\text{m}^2$ das Licht am geöffneten Monochromatoraustrittsspalt. Die Auflösung wird durch die Pixel-Größe des CCD-Detektors bestimmt. Bestimmt man die Halbwertsbreite eines aufgenommenen Signals aus einer stimulierten Laseremission erhält man die Breite der Gerätefunktion, da die Breite der Laserlinie im Vergleich zur Auflösung des Monochromators nicht ins Gewicht fällt. Aus der Laseremission von Diode OS5 lässt sich so eine Auflösung von ca. 4 pm bestimmen (vgl. Abbildung 3-2). Das absolute Maximum der Linie wird bei dieser Messung nicht exakt erfasst, doch bietet sie nach mehrfacher Durch-

führung eine gute Obergrenze (vgl. Messung an einer anderen Diode bei Diplomarbeit Holger Fischer [Fis04]).

Kritisch sind Abbildungsfehler im Monochromator, wie die Fastie-Ebert-Krümmung durch Konkavspiegel. Durch Auswertung des zweidimensionalen Bildes der Emission der Laserdiode auf dem Detektor werden solche Fehler sichtbar und können durch vertikale Einengung am Eintrittsspalt oder Selektion eines schmalen Bereichs auf dem CCD-Array verringert werden. Die Position des Gitters wird mit einer Niederdruck Hg-Cd-Lampe kalibriert, deren charakteristisches Spektrum unter Normaldruck in Luft bekannt ist.

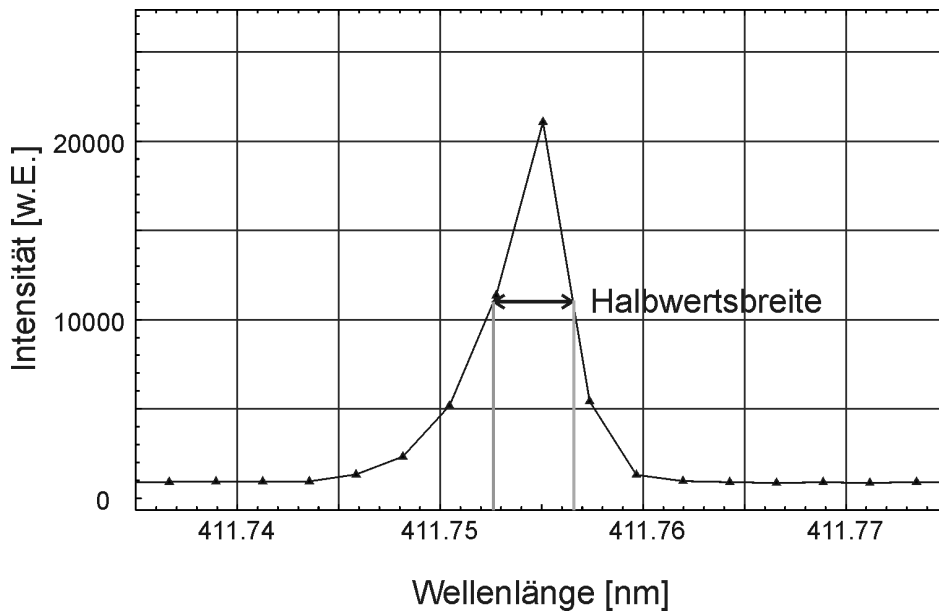


Abbildung 3-2: Aufnahme einer Laseremission von Diode OS5 zur Bestimmung der Breite der Gerätefunktion.

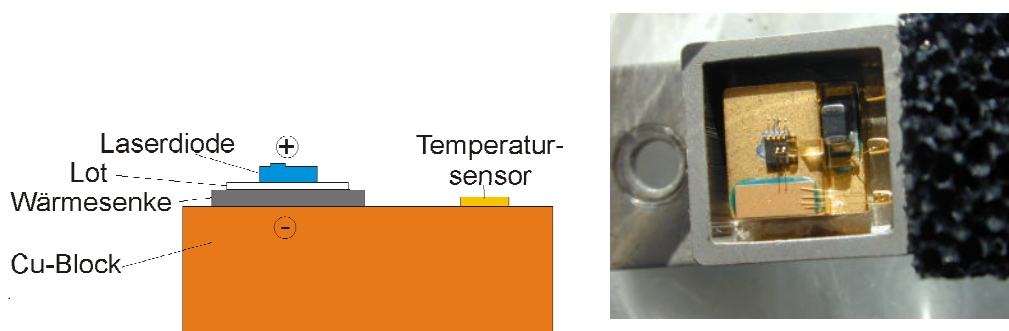
3.1.2 Montage der Laserdioden im Gehäuse

Vereinzelte Dioden werden bei OSRAM Opto Semiconductors in ein TO-220-Gehäuse von ca. $17 \times 11 \text{ mm}^2$ montiert. Auf einer Kupfer-Bodenplatte befinden sich die Laserdiode aufgelötet auf eine Wärmesenke, ein Temperatursensor (NTC), ein Prisma und eine Zylinderlinse zur Korrektur der vertikalen Strahl-

aufweitung. Bei Montage mit p-Seite nach oben dient die Bodenplatte gleichzeitig als Kathode. Von den drei herausgeführten Anschlusspins wird einer von der Anode belegt und die beiden anderen zur Temperaturmessung verwendet.

Die so vorbereiteten Dioden montierten wir über Wärmeleitpaste auf einem Kupferträger, der über ein Peltier-Element mit Kühlrippen verbunden wurde. Für den Gleichstrombetrieb ist die thermische Anbindung und die Wärmekontrolle entscheidend. Die Laserdiode im TO-220-Gehäuse hat einen Wärmewiderstand von ca. 20 K/W [Küm04].

Da die Beugung der Monochromator-Gitter für vertikal polarisiertes Licht wesentlich effektiver ist, mussten die Dioden, welche transversal elektrisch polarisiertes Licht emittieren, passend orientiert werden.



bildung 3-3 : Foto einer Diode im TO220-Gehäuse und Schemazeichnung.

3.1.3 Stromversorgung der Laserdioden

Für den Betrieb der Laserdioden wurde ein spezieller strom geregelter Lasertreiber (*Laser Diode Controller LDC-374B* von *ILX Lightwave*) eingesetzt. Dieses Netzgerät ist stabilisiert ($\Delta I/I = 0,005\%$) und schützt die Diode beim Einschalten und im Betrieb vor Strom- und Spannungsspitzen. Es besitzt integriert bereits einen Temperaturregler, welcher gerade im Gleichstrombetrieb notwendig war, um die Diode typischerweise auf eine Temperatur von 18°C zu halten. Die Temperaturvorgabe wird dabei verglichen mit der gemessenen Temperatur des Wärmewiderstands (NTC) an der Diode und über den Strom durch ein Peltier-

element geregelt. Die maximale Ausgangsleistung des Diodentreibers beträgt $500 \text{ mA} \times 10 \text{ V}$.

3.2 Durchführung von Messungen

Zu Beginn einer neuen Messreihe muss der Strahlengang für die optimale Abbildung auf den Detektor justiert werden. Dazu konnten Linse 1 und Linse 2 in alle Raumrichtungen mit Mikrometerschrauben bewegt werden.

Der Lasercontroller wurde per Hand bedient. Beim Betrieb der Laserdioden war immer darauf zu achten, sie nicht unnötig mit hohen Strömen altern zu lassen und die Temperaturanzeige zu kontrollieren. Für die vereinzelt Dioden war die maximale Ausgangsleistung des Netzgerätes ausreichend, um sie bis zur Laserschwelle zu betreiben (typische Betriebswerte 8 V , 150 mA).

Der Monochromator und die CCD-Kamera werden durch ein Computerprogramm gesteuert und ausgelesen. Die Integrationszeit der Zeilenkamera, d.h. die Öffnungsdauer des Shutters, wurde jeweils so gewählt, dass ihr Dynamikbereich von 16 Bit gut ausgenutzt war. Für Wellenlängen mit geringer Verstärkung wurde daher eine höhere Integrationszeit gewählt als im Bereich des Verstärkungsmaximums. Die niedrigste messbare Verstärkung liegt bei ca. 80 cm^{-1} . Bei geringerer Verstärkung befinden sich Maxima und Minima der Fabry-Perot-Moden im Wertebereich des statistischen Rauschens, so dass bei der Auswertung möglicherweise höher bzw. tiefer liegende Datenpunkte aus dem Rauschsignal als Extrema erfasst werden und daraus eine zu hohe Verstärkung berechnet wird. Das geringe Dunkelrauschen der Kamera wurde bei der Auswertung als Konstante betrachtet und von der Gesamtzählrate abgezogen. Bei Annäherung an die Laserschwelle waren Graufilter (Position wie in Abbildung 3-1) nötig.

Eine Einzelaufnahme in 2. Ordnung umfasste spektral jeweils ca. 3 nm . Ein Elektrolumineszenzspektrum von etwa 30 nm wurde durch schrittweises Verfahren der Monochromatorgitter aus vielen Einzelaufnahmen zusammengesetzt. Da der CCD-Chip in seiner Quanteneffizienz nicht über den ganzen Pixelbereich

homogen ist, wurde die Monochromatorposition jeweils nur um 1 nm verfahren, ehe eine neue Aufnahme gespeichert wurde. Bei der Auswertung kann dann der Überlapp der Einzelspektren genutzt werden, um nur die Bereiche mit den geringsten Fehlern aneinanderzusetzen. Dieses Verfahren, für welches ich die Software Mathematica benutzt habe, ist in Abbildung 3-4 gezeigt. Der in Abbildung 3-4 b vergrößerte Teilbereich zeigt, dass sich mit der erreichten Auflösung des Detektionssystems die Fabry-Perot-Moden der untersuchten Laserdiode gut trennen und mit 10-12 Schritten pro Mode Maxima und Minima erfassen lassen. Allerdings könnten die absoluten Maxima bzw. Minima zwischen den Messpunkten liegen und damit höher bzw. tiefer sein, so dass nach Formel (2.47) tendenziell ein zu niedriger Verstärkungsfaktor berechnet wird. Für die Anwendbarkeit der Berechnungsformel ist die Kenntnis der Reflektivitäten R_1 und R_2 und der Resonatorlänge L erforderlich. Bei allen Laserdioden von OSRAM, die mir zur Verfügung standen, betrug die Resonatorlänge ca. 600 μm . Die im Folgenden beschriebenen Dioden OS1, OS2 bis OS5 sind alle in ein TO220-Gehäuse eingebaut und haben eine hochverspiegelte Seite mit einer Reflektivität von 98% und eine Auskoppelseite mit 70% (OS1, OS2) bzw. 50% (OS3, OS4, OS5). Die Stegbreite der Dioden variiert zwischen 2 und 4 μm .

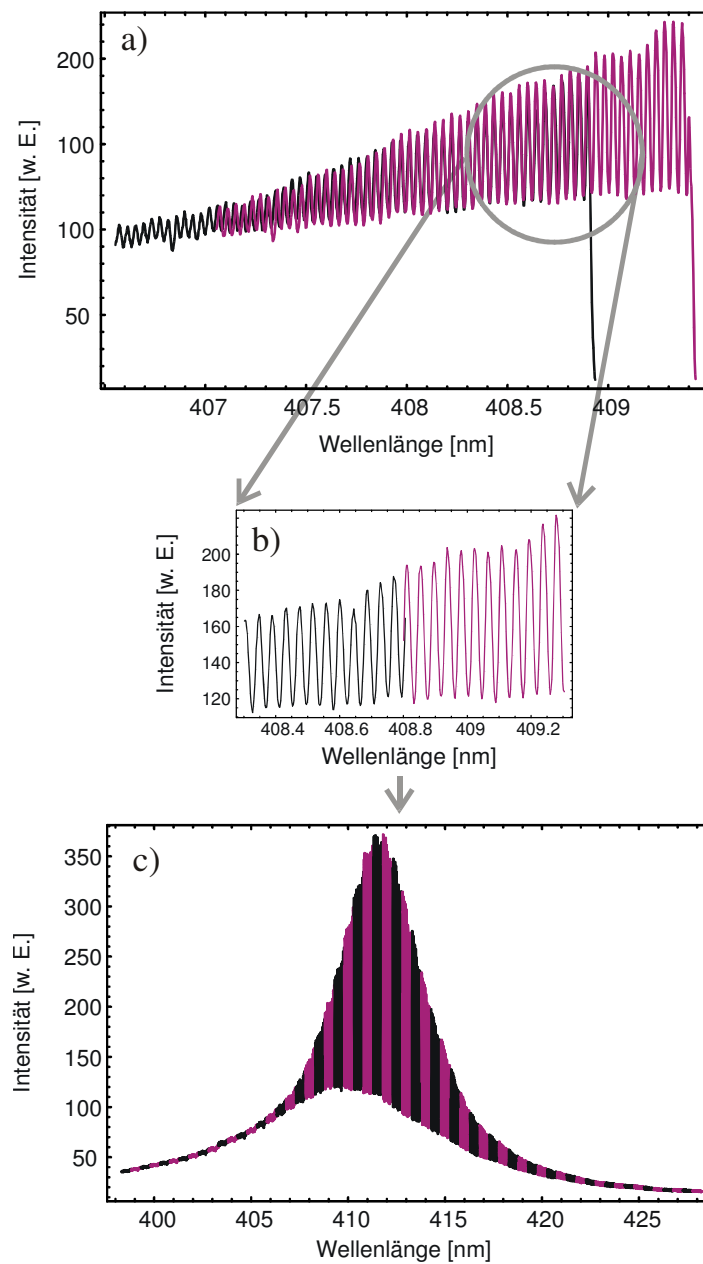


Abbildung 3-4: a) Sich überschneidende Einzelspektren aufgenommen mit CCD-Kamera
 b) aus den beiden CCD-Aufnahmen (pink und schwarz) wird jeweils ein Teil herausgeschnitten, so dass sie gut aneinanderpassen
 c) entstandenes Gesamtspektrum.

4 Ergebnisse

4.1 Verstärkungsspektren

Das typische Elektrolumineszenzspektrum einer Laserdiode von OSRAM Opto Semiconductors mit $2\text{ }\mu\text{m}$ Stegbreite (OS5), die mit 170 mA entsprechend einer Stromdichte von $j = 170\text{ mA}/(600\text{ }\mu\text{m} \cdot 2\text{ }\mu\text{m}) = 14,2\text{ kA/cm}^2$ elektrisch angeregt wird, ist in Abbildung 4-1 zu sehen. Die Elektrolumineszenz (EL) ist um ein Maximum bei ca. 410 nm ($3,02\text{ eV}$) verteilt. Die Lasermode erwächst bei steigendem Pumpstrom aus einer der longitudinalen Moden des breiten Profils. Die Laserschwelle der Diode liegt bei $j_{\text{th}} = 15,0\text{ kA/cm}^2$, so dass bei der angelegten Pumpstromstärke beim 0,94-fachen der Schwelle gemessen wird. Die folgende Abbildung 4-2 zeigt das aus diesem longitudinalen Modenspektrum nach der Hakki-Paoli-Methode berechnete Verstärkungsspektrum. Das Vorzeichen der Verstärkung ist bei Anregung unterhalb der Schwelle negativ und nähert sich in seinem Maximum $-1/(2L) \ln(R_1 R_2) \approx 6\text{ cm}^{-1}$, wenn der Strom bis zur Schwelle erhöht wird. Im langwelligen Teil geht die gemessene Verstärkung in die internen Verluste über, worauf ich in Abschnitt 4.1.5 näher eingehen möchte. Man beobachtet bei diesen Dioden bei elektrischer Anregung knapp unterhalb des Schwellstroms ein einfaches Ansteigen der Verstärkung mit der Energie bis zu einer breiten Spitze und einen steileren Abfall. Im hochenergetischen Teil gewinnt die Absorption an überragender Bedeutung. Mehr Aussagekraft erhalten die Verstärkungsspektren, wenn man sie bei verschiedenen Ladungsträgerdichten betrachtet.

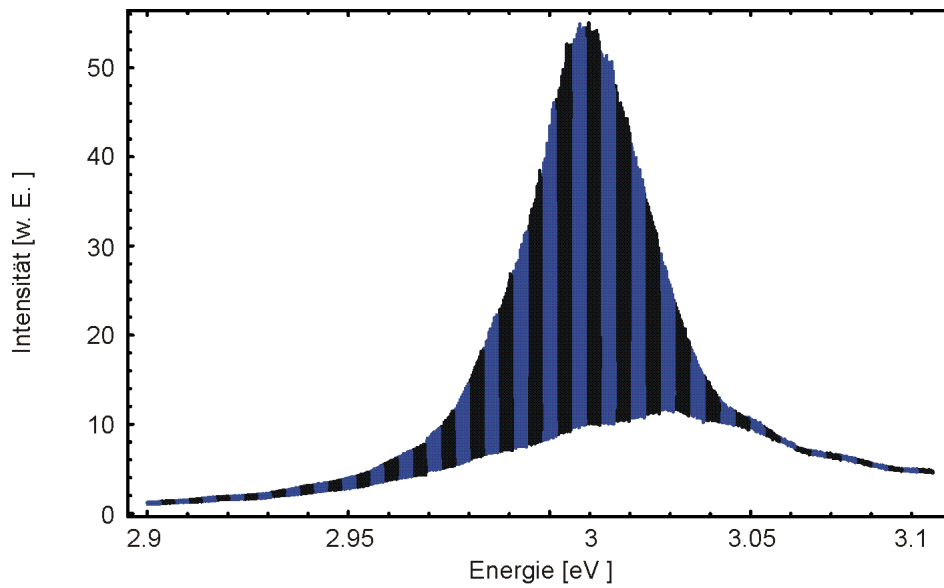


Abbildung 4-1: Typisches longitudinales Modenspektrum einer Laserdiode von OSRAM Opto Semiconductors (OS5).

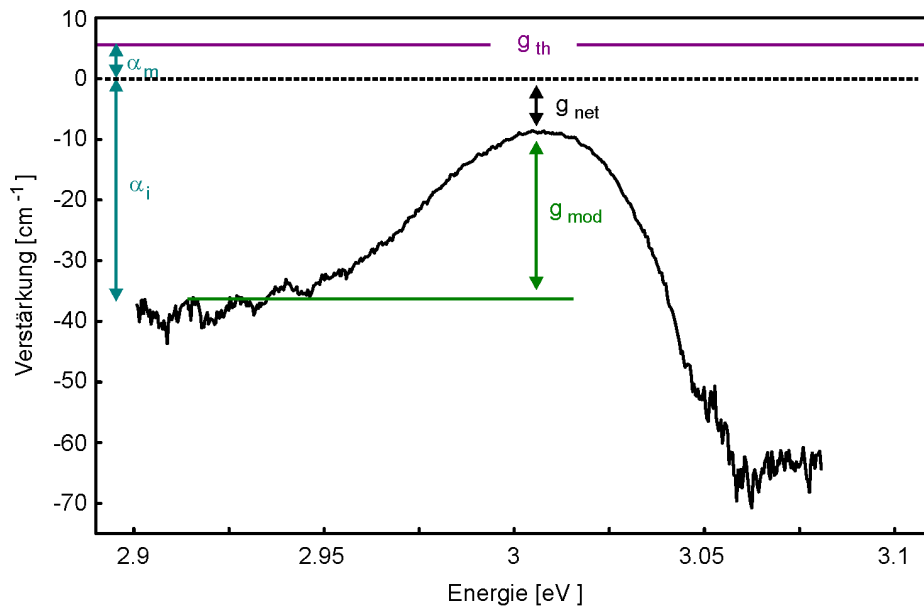


Abbildung 4-2: Verstärkungsspektrum derselben Laserdiode (OS5). Die internen Verluste, die sich bei dieser Diode ergeben, kann man am linken Rand ablesen. Zusammen mit den aus den Daten der Diode berechneten Spiegelverlusten α_m erhält man die Verstärkung beim Schwellstrom g_{th} . Die modale Verstärkung ergibt sich aus der gemessenen g_{net} durch $g_{mod} = g_{net} + \alpha_i$.

4.1.1 Stromabhängige Verstärkungsspektren

Die Abhängigkeit der Spektren vom Injektionsstrom bildet eine wesentliche Grundlage für die Ergebnisse dieser Arbeit. Anhand der Abbildungen wird an zwei Beispielen vorgestellt, wie sich die Verstärkung mit Erhöhung des Injektionsstroms entwickelt und mit zugehörigen Elektrolumineszenzspektren verglichen. Das Maximum der Elektrolumineszenz bei geringer Anregung befindet sich bei der Energie der unangeregten Quantentrog-Bandlücke. Das erste Beispiel zeigt ein EL-Spektrum von Diode OS1 bei $0,16 I_{th}$, und das zweite wurde von Diode OS5 bei $0,03 I_{th}$ aufgenommen. Die Position der EL-Maxima kann qualitativ mit der Position der Verstärkungsmaxima verglichen werden. Dazu sieht man die Verstärkungsspektren dieser beiden Dioden bei verschiedenen Strömen in den Abbildungen unterhalb. Für die höchste Verstärkungskurve von Abbildung 4-4 wurde der Strom so weit erhöht, dass bereits das Auftauchen der Laserlinie im Zentrum des Maximums angedeutet ist. Man erkennt trotz des störenden Einflusses parasitärer Substratmoden (vgl. 4.1.4), dass das Maximum der Verstärkung bei den niedrigsten Anregungen gegenüber dem EL-Maximum bei ebenso geringer Anregung rot verschoben ist. Eine solche Rotverschiebung des Verstärkungsmaximums gegenüber dem EL-Maximum wird von W. W. Chow und S. W. Koch [Cho99] als Ergebnis ihrer Simulationen diskutiert. Die Energiedifferenz zwischen der spektralen Position des Verstärkungsmaximums und des EL-Maximums kann vor allem auf Vielteilchen-Effekte zurückgeführt werden. Die Rotverschiebung wird zudem verursacht durch die Einbeziehung einer inhomogenen Verbreiterung, wie sie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben ist. Mit Erhöhung des Injektionsstroms bis zur Laserschwelle wird das Maximum der Verstärkung blau verschoben (vgl. Abbildungen 4-4 und 4-6). Dies wird vor allem durch Auffüllung der Bänder bewirkt. Zusätzlich wird durch eine steigende Ladungsträgerdichte der quantenmechanische Stark-Effekt (vgl. 2.1.4) zunehmend abgeschirmt und so dessen Rotverschiebung kompensiert.

Auch die in Abbildung 4-6 beobachtbaren Absorptionen auf der kurzwelligen Seite des Verstärkungsprofils lassen sich nur durch ein Modell erklären, das Vielteilchen-Wechselwirkungen einschließt und exzitonische Absorptionen beinhaltet. Sie werden in Abschnitt 4.7 zusammen mit einem passenden Modell von W. W. Chow et al. [Cho98] näher erläutert.

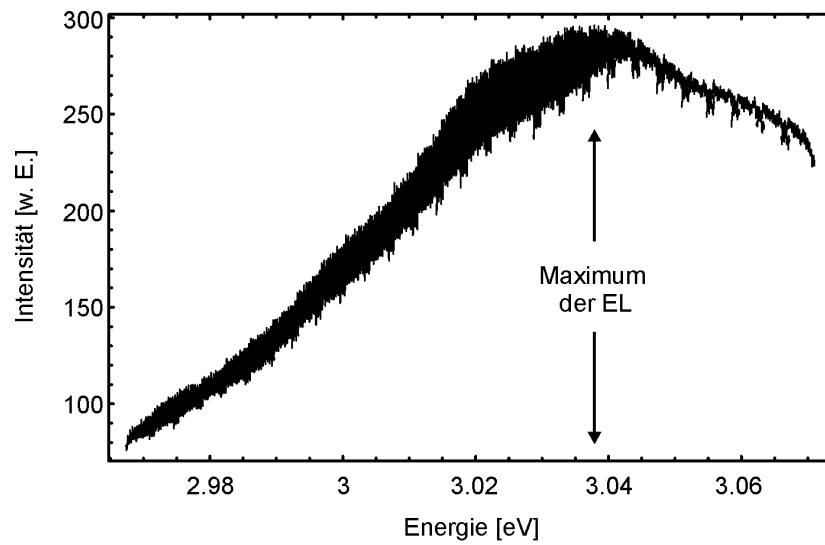


Abbildung 4-3: Moduliertes EL-Spektrum von Diode OS1 bei $0,16 j_{th}$ (52 mA). Das Maximum der EL liegt bei ca. 3,035 eV.

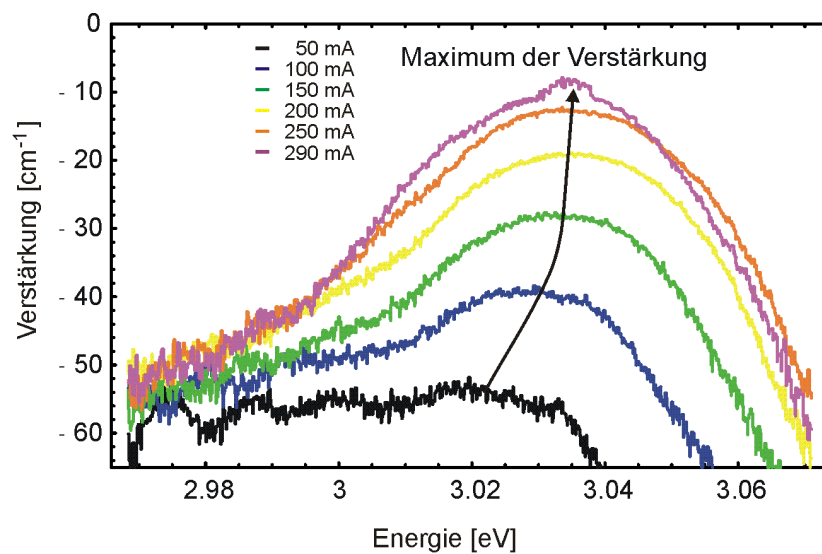


Abbildung 4-4: Verstärkungsspektren von Diode OS1 bei Pumpströmen von $0,16 j_{th}$ bis $0,97 j_{th}$. Das Maximum der Verstärkung wandert bei der Stromerhöhung von ca. 3,025 nach 3,03 eV.

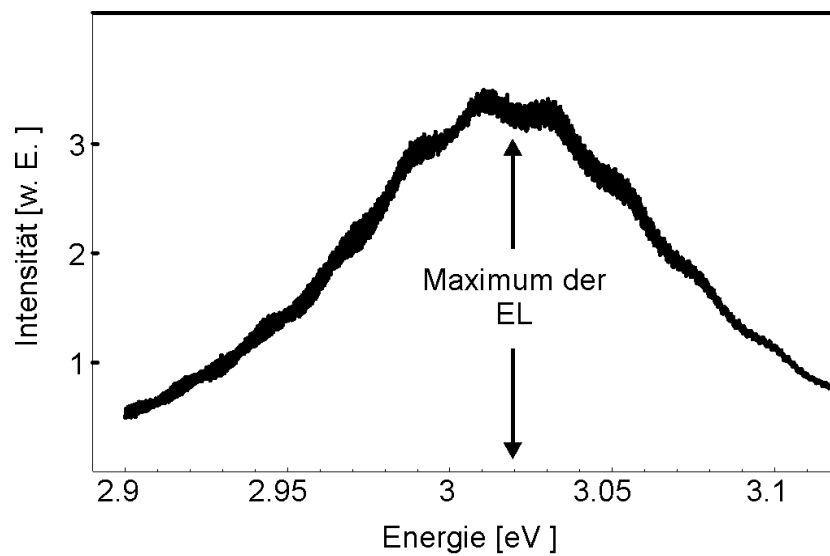


Abbildung 4-5: Moduliertes EL-Spektrum von Diode OS5 bei 0.06 j_{th} .

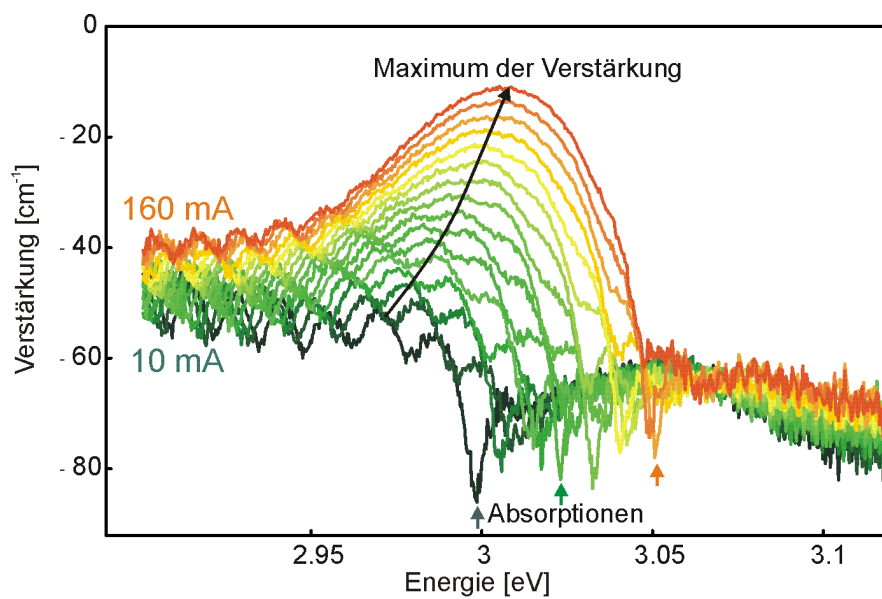


Abbildung 4-6: Verstärkungsspektren von Diode OS5 bei Injektionsströmen von 0.06 j_{th} bis 0.89 j_{th} (10 bis 160 mA in Schritten von 10 mA). Die sichtbaren Absorptionslinien weisen auf exzitonische Effekte hin.

Die während dieser Arbeit experimentell gewonnenen Verstärkungsspektren bei verschiedenen Injektionsströmen bilden für Arbeitsgruppen, welche sich mit Simulationen der Verstärkung in ähnlichen Laserstrukturen beschäftigen, eine Vergleichsmöglichkeit und Basis für die Ermittlung unbekannter Parameter. So fand sich eine gute Übereinstimmung der Modellrechnungen von B. Witzigmann und seiner Arbeitsgruppe mit unseren Verstärkungsspektren [Wit05]. Bei der Simulation der Verstärkung in einer InGaN/GaN - Quantentrogstruktur stellt B. Witzigmann wie in dem in Abschnitt 2.3 vorgestellten Modell mit Viel-Teilchen-Wechselwirkung Halbleiter-Bloch-Gleichungen auf, deren Lösung die

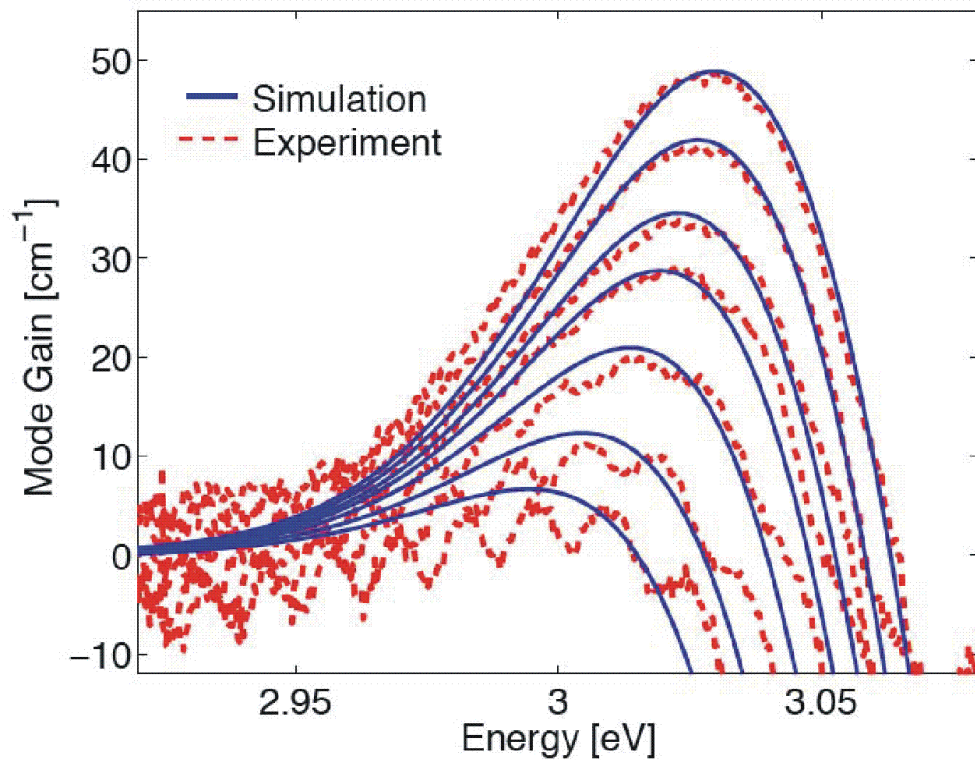


Abbildung 4-7: Vergleich der gemessenen modalen Verstärkungskurven (rot) und einer angepassten Simulation von B. Witzigmann (blau) für verschiedene Stromdichten (30 mA, 45 mA, 60 mA, 75 mA, 90 mA, 105 mA, 120 mA). Für die Darstellung wurde zu den Messwerten der experimentell bestimmte Wert von $\alpha_i = 50 \text{ cm}^{-1}$ addiert.

mikroskopischen Polarisationen ergeben. Diese werden aufsummiert zu einer lokalen Polarisation des Mediums und ermöglichen entsprechend Gln. (2.33) die Berechnung der Verstärkung aus ihrem Imaginärteil. Bei diesem Ansatz werden nicht nur die Ladungsträger-Korrelationen einbezogen, sondern auch die spontanen und piezoelektrischen Felder. Eine Behandlung exzitonischer Effekte und der Bandkanten-Renormierung ist dabei integriert. Die homogene Verbreiterung ist in der Rechnung enthalten, wohingegen sich die inhomogene Verbreiterung als Parameter durch die Anpassung an die experimentellen Kurven ergibt. Für den Vergleich mit unseren Messungen wurden die Rechnungen für eine Quantentrog-Bandstruktur, welche die aktive Zone der OSRAM-Laserdioden simuliert, durchgeführt. In Abbildung 4-7 sieht man die Verstärkungsprofile dieses Modells, welche durch geeignete Wahl der inhomogenen Verbreiterung an die Messergebnisse dieser Arbeit angepasst wurden.

Verstärkungsspektren in Abhängigkeit von der Stromdichte, die im Rahmen dieser Arbeit entstanden und publiziert wurden [Sch03a], sind auch als Vergleichsgrundlage herangezogen worden für veröffentlichte Modellrechnungen der Arbeitsgruppe von S. H. Park [Par05]. Der Modellansatz von S. H. Park basiert zwar auf einem System wechselwirkungsfreier Ladungsträger, Vielteilchen-Effekte werden jedoch für die Verstärkung als Korrekturterme hinzugefügt. So wird die Verstärkung ergänzt durch einen Faktor für die Energie, der die Renormierung der Bandkante berücksichtigt und einen Faktor für die Erhöhung der Band-Band-Übergangswahrscheinlichkeit durch exzitonische Wechselwirkung (Coulomb-Enhancement). Die homogene Verbreiterung durch Stöße innerhalb eines Bandes wird in diesem Modell als Parameter zur Anpassung eingeführt. Mit der von S. H. Park aufgestellten Theorie der Ladungsträger-Ladungsträger-Stöße wurden 24 fs Intraband-Relaxationszeit. berechnet. An unsere Experimente angepasste Modellkurven ergaben 25 fs für diesen Wert.

4.1.2 Temperaturabhängige Verstärkungsspektren

Da eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte durch Erhöhung der Pumpstromstärke erzeugt wird, bringt sie auch stets eine Erwärmung mit sich. Daher möchte ich in diesem Abschnitt kurz die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung zeigen.

Mit dem in der Stromversorgung integrierten Temperaturregler lässt sich die Gehäusetemperatur einstellen. Für die in Abbildung 4-8 gezeigten Spektren wurden die Temperaturen 15°C, 20°C, 30°C und 40°C gewählt. Das Verstärkungsmaximum wird mit steigender Temperatur niedriger und rot verschoben. Dies ist in dem einfachen Modell von Abschnitt 2.2.2 dadurch erklärbar, dass die Fermi-Verteilungen mit zunehmender Temperatur flacher werden und sich die Fermi-Niveaus verschieben. Mit der Temperaturabhängigkeit der Verstärkungsspektren beschäftigen sich die Diplomarbeiten von H. Fischer und G. Feicht ausführlicher [Fis04, Fei05].

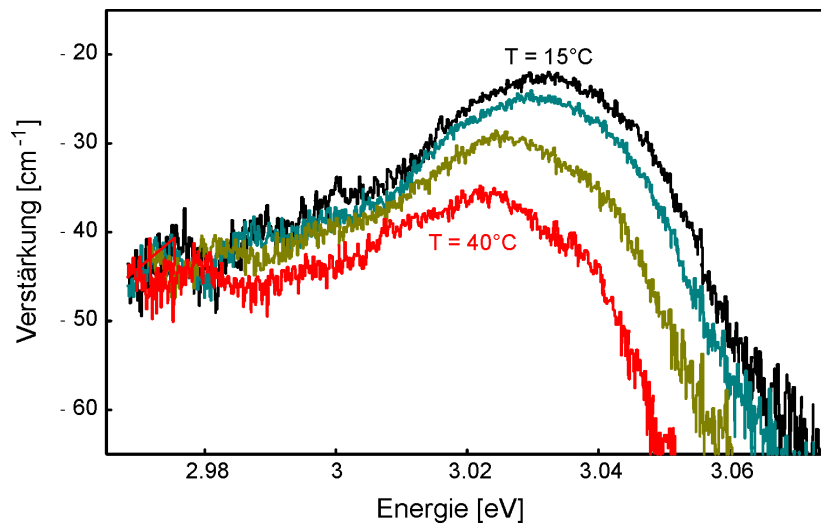


Abbildung 4-8: Temperaturabhängige Verstärkungsspektren bei 15°C (schwarz), 20°C (blau), 30°C (grün), 40°C Gehäusetemperatur.

4.1.3 Zweite Laterale Mode im longitudinalen Modenspektrum

Die gut aufgelösten longitudinalen Modenspektren enthielten teilweise eine zweite Modenschar als Schulter auf den Hauptmoden oder auch als Zwischen-spitzen (Abbildung 4-9). Der zusätzliche Modenkamm kann einer lateralen Mode höherer Ordnung zugeordnet werden. Untersuchungen der Steggeometrie auf die laterale Modenstabilität von (In, Al)GaN-Laserdioden in unserer Arbeitsgruppe zeigten, dass bei den OSRAM-Laserdioden mit Stegbreiten über $2,5\text{ }\mu\text{m}$ ein Modenwettbewerb zwischen der fundamentalen TE_{00} -Mode und höheren lateralen Moden herrscht [Sch05]. Durch Simulationen der Intensitätsverteilung der fundamentalen Mode und höherer lateraler Moden wurde sichtbar, dass sich die lateralen Moden erster und zweiter Ordnung bei vorgegebener Steggeometrie so in die vertikale Schichtstruktur einpassen, dass sie mehr zum n-dotierten Bereich verschoben sind und geringeren Überlapp mit der p-Seite haben [Sch05]. Da die Mg-dotierte p-Seite jedoch höhere Absorptionsverluste aufweist als die n-dotierte Seite, bedeutet dies, dass die fundamentale Mode TE_{00} , welche gleichmäßig mit p- und n- Seite überlappt für bestimmte Wellen-leiter-Geometrien stärker gedämpft wird als die TE_{10} -Mode. Da verschiedene la-terale Moden unterschiedlichen effektiven Brechungsindex besitzen, haben sie gemäß Gln. (2.49) im longitudinalen Modenspektrum verschiedenen Modenab-stand. Aus den Simulationen von M. Pindl war der effektive Brechungsindex der ersten beiden lateralen Moden bekannt, so dass sich ein zugehöriger theoreti-scher Abstand der longitudinalen Moden $\Delta\lambda_{00}$ und $\Delta\lambda_{10}$ berechnen ließ. Bei Injektionsströmen von $0,9\text{ j}_{\text{th}}$ an Diode OS1 mit einer Stegbreite von $4\text{ }\mu\text{m}$ wurde beispielsweise ein longitudinaler Modenabstand

$$(\Delta\lambda_{10} - \Delta\lambda_{00}) / \Delta\lambda_{00} = 0,00061 \pm 0,0001$$

gemessen, der gut mit dem berechneten Modenabstand zwischen den Moden fundamentaler und 1.Ordnung übereinstimmt.

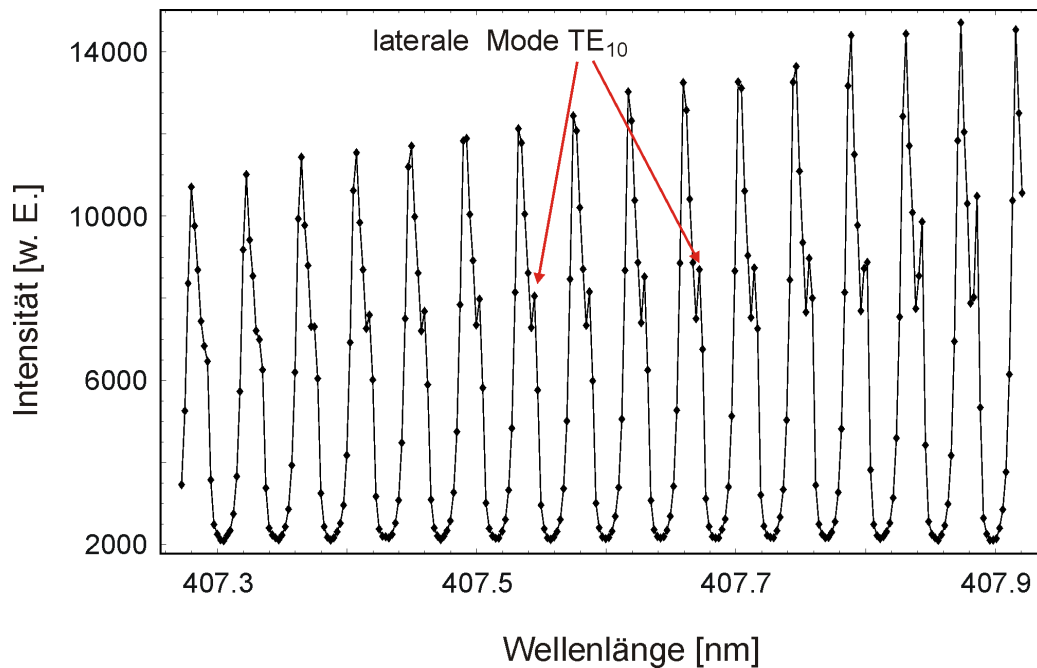


Abbildung 4-9: Ausschnitt aus einem Modenspektrum, bei dem außer der Grundmode die laterale Mode 1. Ordnung sichtbar ist.

4.1.4 Substratmoden

Optische Feldberechnungen von M. J. Bergmann [Ber98] haben zum Ziel, den Aufbau, insbesondere den Wellenleiter, von (In, Al)GaN-Laserdioden zu optimieren. Man fand heraus, dass auch Schichten außerhalb des Wellenleiters das optische Feld stark beeinflussen. So kann die optische Mode bei der Verwendung von Siliziumcarbid mit seinem hohen Brechungsindex ($n_{\text{SiC}} = 2,75$) durch frustrierte Totalreflexion ins Substrat eindringen. Das Siliziumcarbid bildet einen parasitären Wellenleiter, in dem eingekoppeltes Licht auf der Rückseite des Substrats reflektiert wird. Dadurch bildet sich eine stehende Welle im Substrat. Durch diesen Effekt lassen sich die auffallenden Oszillationen im langwelligen Teil der Verstärkungsspektren, wie sie in Abbildung 4-10 vergrößert dargestellt sind, erklären. Bei der Aufnahme eines Spektrums überlagern sich folglich die Interferenzmaxima- und -minima einer in der Substratschicht gebildeten stehenden Welle mit den longitudinalen Moden. Die beobachteten Modulationen auf den Verstärkungsspektren haben eine charakteristische wellenlängenabhängige

Periode von 11 meV bei 2,9 eV Emissionswellenlänge. Durch Erhöhung des Betriebsstroms ändern sie nicht wie die longitudinalen Moden ihre Form, sondern verschieben lediglich ihre Position, wie man in Abbildung 4-10 sehen kann.

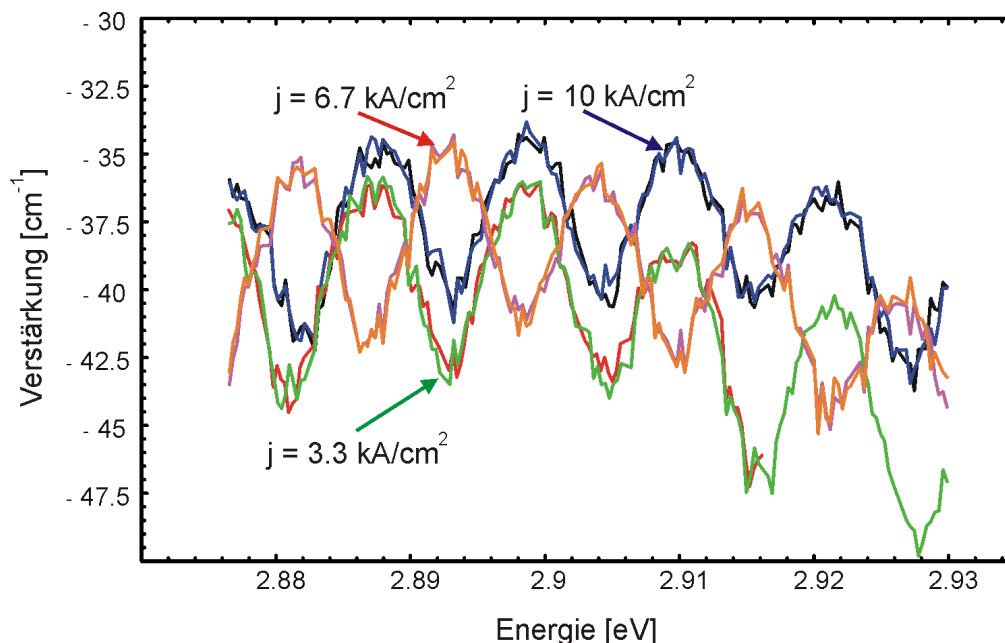


Abbildung 4-10: Oszillationen im langwelligen Bereich der Verstärkungsspektren, wiederholt gemessen bei den Stromdichten $j = 3.3 \text{ kA/cm}^2$, $j = 6.7 \text{ kA/cm}^2$ und $j = 10 \text{ kA/cm}^2$.

T. Schödl aus unserer Arbeitsgruppe wandte die Transfermatrix-Methode, mit der M. J. Bergmann seine optischen Feldberechnungen durchführte, auf den Schichtaufbau der untersuchten OSRAM-Laserdioden an [Schö05]. Abbildung 4-11 zeigt den Verlauf des berechneten Realteils des Brechungsindex, der zu der rot eingezeichneten stehenden Welle im Substrat führt. Aufgrund der hohen Absorption in diesem Bereich hat sie eine sehr viel geringere Amplitude als die Grundmode. Die Simulationen ergaben für die Substratmode eine wellenlängenabhängige Periode von 9 bis 11 meV. Indem T. Schödl die Berechnungen für verschiedene Wellenlängen ausführte, konnte gezeigt werden, dass die parasitären Modulationen im langwelligen Energiebereich zunehmen. Im Wellenlängenbereich hoher Verstärkung wird dieser Mechanismus unterdrückt, weil die Verstärkungsführung die Mode in den Wellenleiter zieht. Die Oszillationen in

meinen Spektren stimmen also mit den Simulationen qualitativ und quantitativ sehr gut überein.

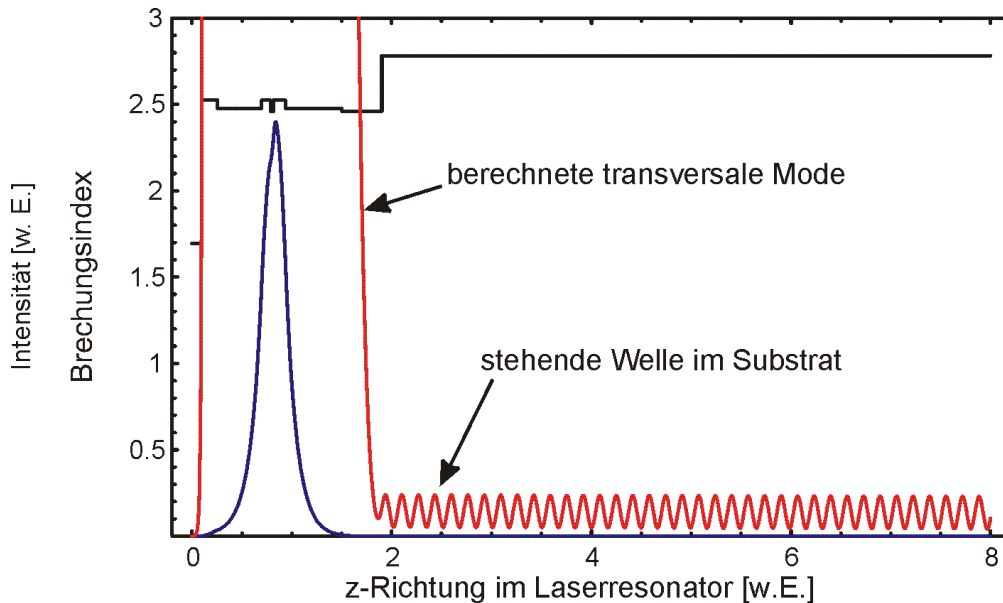


Abbildung 4-11: Parasitäre Modenausbreitung ins Substrat [Schö05]. Die ursprüngliche im Wellenleiter geführte Mode (blau) koppelt ins Substrat ein, wo sie eine stehende Welle bildet (rot). Die rote Kurve wurde um den Faktor 1000 vergrößert. Schwarz eingezeichnet ist der Verlauf des Brechungsindexes.

4.1.5 Interne Verluste

Ein wesentlicher Beitrag zur Optimierung der Halbleiter-Laserdioden ist die Bestimmung der internen Resonatorverluste α_i . Sie entstehen durch Absorption freier Ladungsträger, Streuung an Unregelmäßigkeiten des Gitters, insbesondere an Heterostruktur Grenzflächen oder durch Ausbreitung der Lasermode in verlustbehaftete Bereiche. Mit der Hakki-Paoli-Methode erhält man die Resonatorverluste bei elektrischer Anregung bis zu Strömen nahe der Laserschwelle, wo man ähnliche Bedingungen wie im normalen Laserbetrieb hat. Im niederenergetischen Teil der Spektren konvergiert der mit der Hakki-Paoli-Methode gemessene Modenverstärkungsfaktor unabhängig von der Injektionsstromstärke gegen einen konstanten negativen Wert (vgl. Abbildung 4-6). Die Materialverstärkung G wird in diesem Spektralbereich Null. Die Verluste an den Spiegeln sind be-

kannt, insofern sie sich nicht durch die Alterung verändern [Schö05], und werden in der Auswertung zur Verstärkung addiert. Daher geht die Modenverstärkung $g = \Gamma G - \alpha_i$ im Transparenzbereich in die internen Verluste α_i über. An (In, Al)GaN-Laserdioden auf SiC-Substrat von OSRAM Opto Semiconductors wurde im Wellenlängenbereich von 400-450 nm eine genaue Bestimmung der optischen Verstärkung erzielt. Ehe man die internen Verluste an der langwelligen Grenze dieses Bereichs ablesen kann, muss man die Substratmoden berücksichtigen. Die Minima dieser Substratmoden entstehen für Wellenlängen, für die destruktive Interferenz im Substrat zustande kommt. Die Substratmoden werden nur gedämpft und nicht weiter durch die aktive Zone verstärkt. Daher liegt die Modulation einschließlich ihrer Maxima unterhalb der Verstärkungskurve. Sie bildet einen Verlustmechanismus von ca. 10 cm^{-1} aus.

Die internen Verluste werden ermittelt, indem man die Modenverstärkung entlang der Maxima der Oszillationen ansetzt. Bei den untersuchten Dioden dieser Arbeit ergaben sich je nach Diode unterschiedliche Werte von 39 bis 50 cm^{-1} , wobei die geschätzte Messgenauigkeit $\pm 3 \text{ cm}^{-1}$ beträgt.

4.2 Alterung

Die Verbesserung der Lebensdauer von blauen Laserdioden erfordert die genaue Analyse ihrer Degradationsursachen. Es gibt verschiedene Mechanismen während des Betriebs einer Laserdiode, die diese altern lassen. Typische Effekte sind beispielsweise Schädigungen der Facette [Schö05], die Bildung nicht-strahlender Zentren in der aktiven Zone [Küm04] oder die Entstehung von Rissen [Hof98]. Dabei wird der Schwellstrom mit der Zeit nach oben getrieben und die Steilheit der optischen Leistung mit dem Betriebsstrom dP_{opt}/dI wird niedriger. Interessant ist aber auch, inwiefern die optischen Eigenschaften innerhalb der aktiven Zone eine Veränderung zeigen. Die Hakki-Paoli-Messungen eignen sich besonders gut, um das Verhalten der optischen Verstärkung während gleichzeitiger Alterung der Dioden zu untersuchen. Die Streifenlängen-Methode ist dazu nicht geeignet, da sie mit ihrer hohen Anregungsdichte andere Prozesse als sie im Laserbetrieb stattfinden, hervorrufen kann. Die durchgeführten Mes-

sungen waren daher auch ein Beitrag zu einer von OSRAM vergebenen Doktorarbeit zur Untersuchung der Degradationsursachen [Küm04]. Die unterschiedlichen Alterungsmechanismen erzeugen eine schnelle Alterung innerhalb weniger Minuten oder eine langsame Alterung über mehrere Stunden. Beispielsweise die Facettenalterung durch Absorption an der Oberfläche vollzieht sich innerhalb einiger Minuten und ist daher ein schneller Alterungseffekt. Dieser Prozess wurde von V. B. Kümmler für unbeschichtete Laserdioden von OSRAM Opto Semiconductors nachgewiesen. Er kann jedoch durch Verspiegelung der Facetten verhindert werden.

Da die Aufnahme eines longitudinalen Modenspektrums bis zu 2 Minuten dauert, ist die schnelle Alterung mit meinem experimentellen Aufbau nicht verfolgbar. Es reicht nicht, den Monochromator auf die Position des Verstärkungsmaximums zu positionieren, da sich das gesamte Verstärkungsspektrum verändert (vgl. Abbildung 4-12). Ich beschränke mich daher darauf, langsame Alterungsprozesse zu untersuchen und behandle in den folgenden Beispielen nur verspiegelte, fertig montierte Laserdioden.

Die Laserdioden wurden in dem Hakki-Paoli-Meßaufbau bis zu 31 h mit konstantem Strom knapp unterhalb der Laserschwelle gealtert. Für die Alterung ist kein Laserbetrieb nötig [Küm04]. Die Wärmesenken-Temperatur wurde bei 18°C festgehalten. Während der Betriebsdauer wurden in bestimmten Zeitabständen longitudinale Modenspektren aufgezeichnet. Dazwischen wurde die Konstantstromalterung von Zeit zu Zeit unterbrochen, um als Referenz auch wiederholt Spektren bei verschiedenen Anregungsstromdichten aufzunehmen. Diode OS1 wurde mit einem Injektionsstrom von 250 mA bei $j = 0,83 j_{th}$ und Diode OS3 mit 150 mA bei $j = 0,94 j_{th}$ gealtert. In Abbildung 4-12 sind die Veränderungen der Modenverstärkung während fortschreitender Alterung von Diode OS1 zu sehen. Für das vergleichbare Bild unterhalb wurde Diode OS3 über 30 h gealtert.

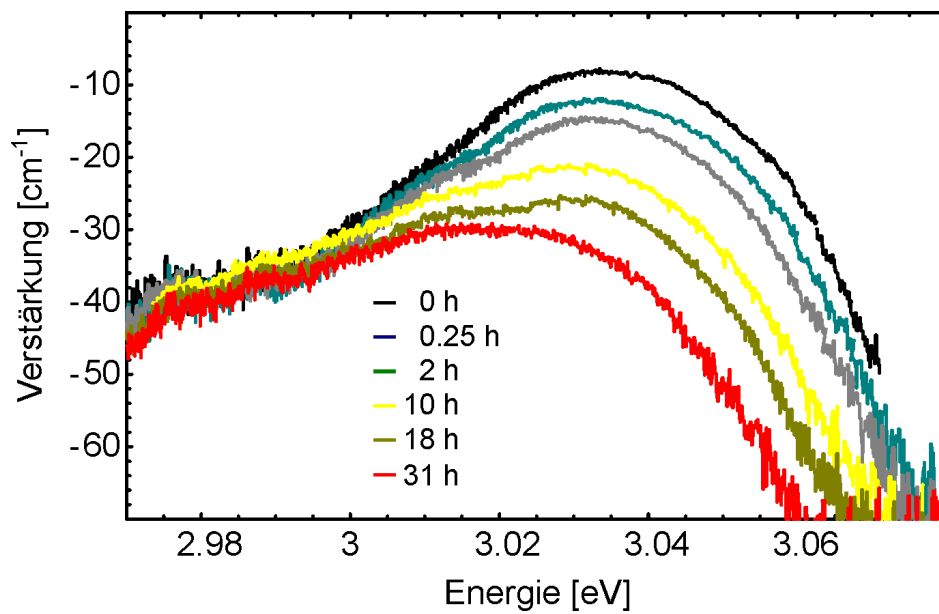


Abbildung 4-12: Änderung der Verstärkung durch Alterung. Verstärkungsspektren von Diode OS1 wurden dazu bis 31 h Betrieb wiederholt aufgenommen.

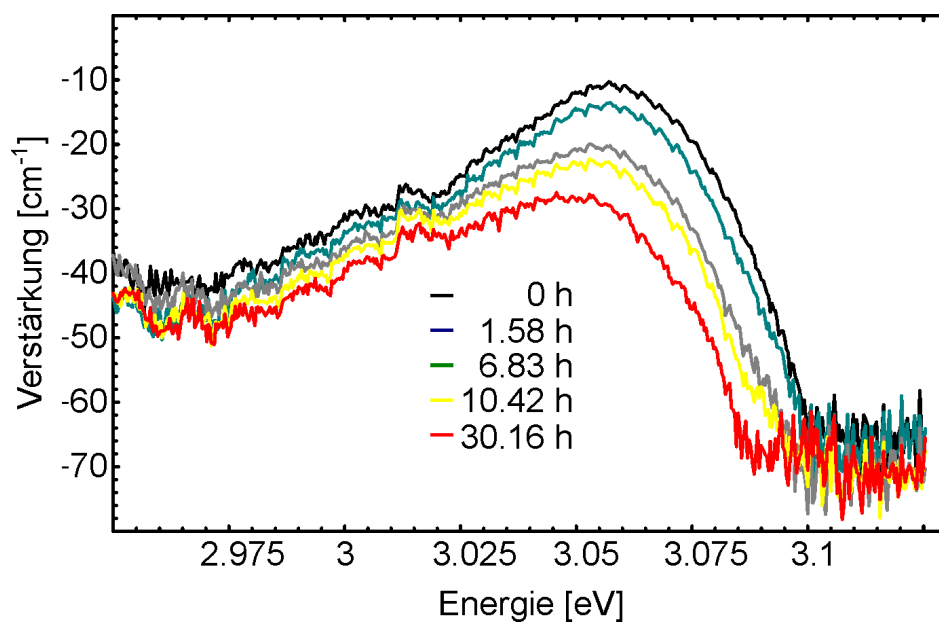


Abbildung 4-13: Verstärkungsspektren von Diode OS3 bei Alterung von 0 bis 30,16 Stunden.

An allen Dioden zeigt sich übereinstimmend, dass die Alterung der Laserdioden direkt mit einer Degradation des Verstärkungsmaximums einhergeht, während die internen Verluste sich nicht deutlich verändern. Die größte Verminderung der Verstärkung ist im Maximum und auf der hochenergetischen Flanke zu beobachten. Zudem verschiebt sich das Maximum der Verstärkung mit der Betriebsdauer zu niedrigeren Energien. Die Veränderungen erfolgen kontinuierlich mit fortschreitender Zeit. Ein plötzlich auftretender Schaden kann als wesentliche Alterungsursache ausgeschlossen werden. Vergleicht man die Entwicklung der Verstärkung bei Alterung mit Verstärkungsspektren bei verschiedenen Temperaturen, wie sie in Abbildung 4-8 zu sehen sind, so findet man ähnliches Verhalten der Kurven. Bei Alterung verhält sich die Diode also so, als würde man die Betriebstemperatur erhöhen. Dies weist darauf hin, dass durch längere Betriebsdauer genau wie bei Erwärmung einer Diode die Lebensdauer der Ladungsträger reduziert wird.

Bei einer festen internen Quanteneffizienz η_i und abnehmender Lebensdauer der Ladungsträger sinkt die Ladungsträgerdichte als Folgerung aus

$$\frac{N}{\tau} = \frac{j \eta_i}{e d} \quad (4.1)$$

wobei e die Elementarladung und d die Dicke der aktiven Schicht ist. Die Verstärkung $g(N)$ nimmt daher bei linearer oder logarithmischer Abhängigkeit von N , wie sie Gleichungen (2.20) und (2.21) beschreiben, ebenfalls ab.

Die Abnahme der Ladungsträgerlebensdauer verweist auf die Bildung zusätzlicher nicht-strahlender Rekombinationszentren. Als Defektzentren kommen Mg-Atome in Frage, die während des Betriebs durch Diffusion aus dem p-dotierten Bereich entlang von Versetzungen in die aktive Zone gelangen. In der aktiven Zone werden die Ladungsträger sehr effektiv von solchen Zentren eingefangen, so dass sie nicht-strahlend rekombinieren und für die Quantentrog-Emission nicht mehr zur Verfügung stehen. Dieser Mechanismus verringert die Verstärkung überwiegend in ihrem Maximum. Er wird durch den Betriebsstrom unmittelbar ausgelöst und die zeitliche Entwicklung hängt ab von der Stromhöhe [Küm04]. Möglicherweise verursacht dabei die strombegleitende Bildung von Joulscher Wärme eine schnellere Diffusion.

Ausschluss von Rissbildung mit der Fourier-Methode

Bei der Auswertung des modulierten Elektrolumineszenzsignals nach D. Hofstetter [Hof98] wird die Fourier-Transformierte des Spektrums gebildet (vgl. Abschnitt 2.6.2). Es zeigt die fundamentale Fabry-Perot-Frequenz entsprechend einer Resonatorlänge und ihre Harmonischen. Treten zusätzliche Spitzen im Fourier-Spektrum auf, so weisen sie auf Unterresonatoren, entstehend durch Risse, hin. Abbildung 4-14 zeigt das Fourier-transformierte EL-Spektrum von Diode OS1 vor und nach 31 Stunden Dauerbetrieb mit 250 mA. Die höhere Steigung der Tangenten durch die Spitzen der Kurve der gealterten Diode im Vergleich zu vorher bestätigt die Abnahme der Verstärkung durch die Alterung. Zusätzliche Spitzen traten nicht auf. Es bildeten sich bei dieser, sowie auch bei weiteren von mir untersuchten Laserdioden durch die Alterung keine Unterresonatoren.

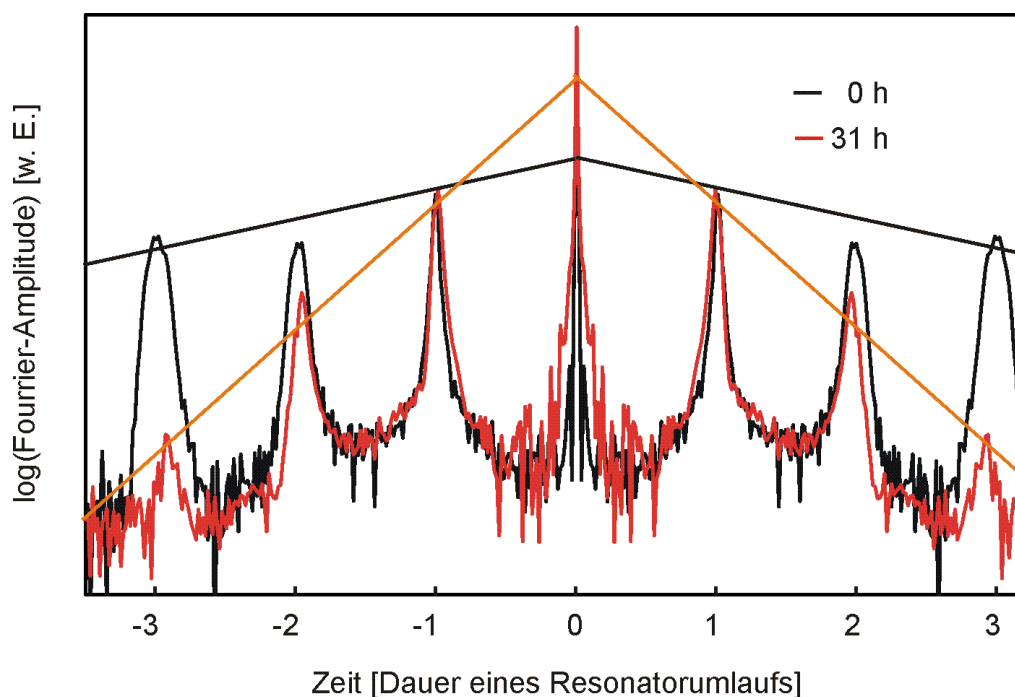


Abbildung 4-14: nach der Methode von D. Hofstetter ausgewertete Messung an Diode OS1 vor und nach 31 Stunden Alterung. Dargestellt sind die Fourier-transformierten EL-Spektren und Tangenten durch die Amplitudenmaxima, deren Steigung ein Maß für die Verstärkung ist.

4.3 Brechungsindex

Für die Bestimmung des Antiguiding-Faltors α ist es wichtig, die Dispersion des Brechungsindex $n(\lambda)$ zu kennen. Es gibt Literaturwerte $n(\lambda)$ von G. M. Laws et al. [Law01] und U. Tisch et al. [Tisch01] für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ mit unterschiedlichen molaren Anteilen x an Aluminium. Indem man die Auswirkungen dieser Dispersionsbeziehungen auf den Modenabstand berechnet und mit meinen Messergebnissen vergleicht, lässt sich ihre Anwendbarkeit auf die hier untersuchten Dioden feststellen.

In Abschnitt 2.6.1 wurde gezeigt, dass der Abstand der longitudinalen Moden $\Delta\lambda$ in einer Kavität eine Funktion der Wellenlänge λ , der Resonatorlänge L und des Brechungsindex $n(\lambda)$ ist.

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2Ln} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1} \quad (4.2)$$

Diese Gleichung lässt sich nicht unmittelbar nach n auflösen, so dass der wellenlängenabhängige Brechungsindex daraus nicht direkt bestimmt werden kann. Der Term in Klammern wird häufig vernachlässigt. Er ist dann von Bedeutung, wenn ein Material eine hohe Dispersion besitzt. Die deutliche Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge in GaN wird im Folgenden durch Messung des wellenlängenabhängigen des Modenabstands nachgewiesen.

Die longitudinalen Moden einer Laserdiode, deren spontane Elektrolumineszenz ihr Zentrum bei ca. 407 nm hat, wurden über einen weiten Wellenlängenbereich von 380 nm bis 500 nm aufgenommen. Bei 500 nm ist die Emission des von uns verwendeten Lasertyps bereits sehr gering und entsteht möglicherweise nicht mehr innerhalb der Quantentröge, sondern an Defekten. Dennoch sieht dieses Licht, unabhängig von seinem Ursprung, auf seinem Weg durch den Wellenleiter dessen Brechungsindex $n(\lambda)$.

G. M. Laws et al. veröffentlichten einen Ausdruck für $n(\lambda, x)$, mit dem sie experimentell ermittelte Brechungsindices für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Zusammensetzungen von $x = 0$ bis $x = 0,38$ gut anpassen können [Law01].

$$n(h\nu) = \sqrt{a(x) \left(\frac{h\nu}{E_g} \right)^{-2} \left(2 - \sqrt{1 + \frac{h\nu}{E_g}} - \sqrt{1 - \frac{h\nu}{E_g}} \right) + b(x)} \quad (4.3)$$

Dabei sind ν die Frequenz der Laseremission, h die Plancksche Konstante, E_g der Bandabstand des Materials und $a(x)$ und $b(x)$ sind Fitting-Parameter. Die beste Anpassung an experimentelle Ergebnisse für GaN haben G. M. Laws et al. erzielt mit $a(0) = 9,82661$ und $b(0) = 2,73591$. Diese Werte bilden daher die Grundlage für meine Vergleiche.

In etwas unterschiedlicher Weise gibt auch U. Tisch et al. in seiner Veröffentlichung einen analytischen Ausdruck für $n(\lambda, x, T)$ an, mit dem er auch der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur T Rechnung trägt. Er hebt die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex hervor, da im Betrieb einer Laserdiode starke Erwärmung innerhalb des Wellenleiters stattfindet. In Gleichung (4.3) von G. M. Laws kommt die Temperatur allerdings auch ins Spiel, wenn man beachtet, dass E_g eine temperaturabhängige Größe ist.

Abbildung 4-15 zeigt einen Vergleich der nach G. M. Laws und U. Tisch berechneten Dispersionsbeziehungen. Für den Bandabstand habe ich einheitlich mit $E_g = 3,42$ eV einen Wert angenommen, der sich bei Raumtemperatur für GaN errechnet [Tisch01].

Die Möglichkeit den Modenabstand $\Delta\lambda$ zu bestimmen wird genutzt, die Dispersionsrelationen dieser Veröffentlichungen mit meinen Messungen zu vergleichen. Dazu bezieht man sich auf GaN, welches unter Vernachlässigung der In-GaN-Quantentröge mit ihrem geringen Ausmaß unseren Wellenleiter bildet. Genau genommen bekommt eine Mode, die sich senkrecht zu einem vertikalen Schichtaufbau, wie in Abbildung 2-7 dargestellt, ausbreitet, für jede Schicht verschiedene Brechungsindices n_i zu sehen. Um die Ausbreitung des elektrischen Feldes nach wie vor in der Form von Gln. (2.28) zu schreiben, wird daher ein effektiver komplexer Brechungsindex n_{eff} definiert, so dass eine bestimmte Mode der Frequenz ω sich ausbreitet wie

$$E_x = E_0 e^{-i(\omega t - k_0 n_{eff} z)} + c.c.$$

Der effektive Brechungsindex für die in unserem Laser verstärkte und geführte Mode muss zwischen dem von Wellenleiter und Mantelschicht liegen.

In Abbildung 4-16 findet man den gemessenen Modenabstand als Funktion der Wellenlänge graphisch aufgetragen (durchgezogene Linie). Mit gestrichelter Linie ist ein nach U. Tisch et al. [Tisch01] berechneter Modenabstand dargestellt. Er stimmt über den gesamten Wellenlängenbereich gut mit meinen gemessenen Werten überein. Die bestätigte Änderung des Modenabstands mit der Wellenlänge macht die starke Dispersion des GaN deutlich und darf bei der Berechnung daher nicht vernachlässigt werden. Man errechnet so aus einem Modenabstand von $\Delta\lambda = 0,038$ nm bei $\lambda = 407$ nm einen realistischen effektiven Brechungsindex von $n_{eff} = 2,48$ für das Material, in dem die Mode geführt wird. Der Brechungsindex von GaN ergibt bei dieser Wellenlänge nach [Tisch01] $n = 2,55$ und nach [Law01] $n = 2,53$. Für die Komposition $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$ errechnet man nach [Law01] $n = 2,40$.

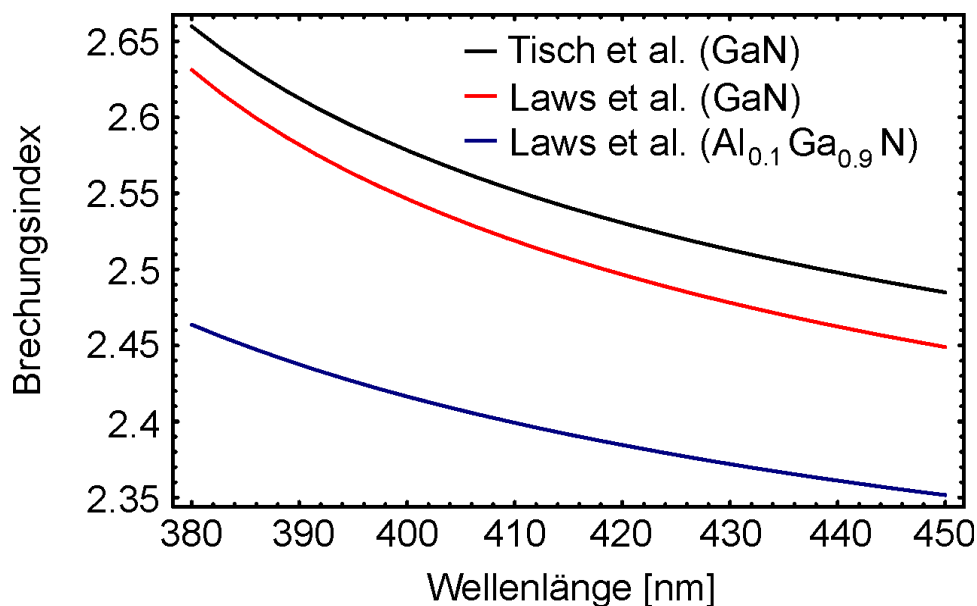


Abbildung 4-15: Vergleich der Dispersionskurven nach Veröffentlichungen von G. M. Laws et al. für GaN und $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$ sowie von U. Tisch et al. für GaN.

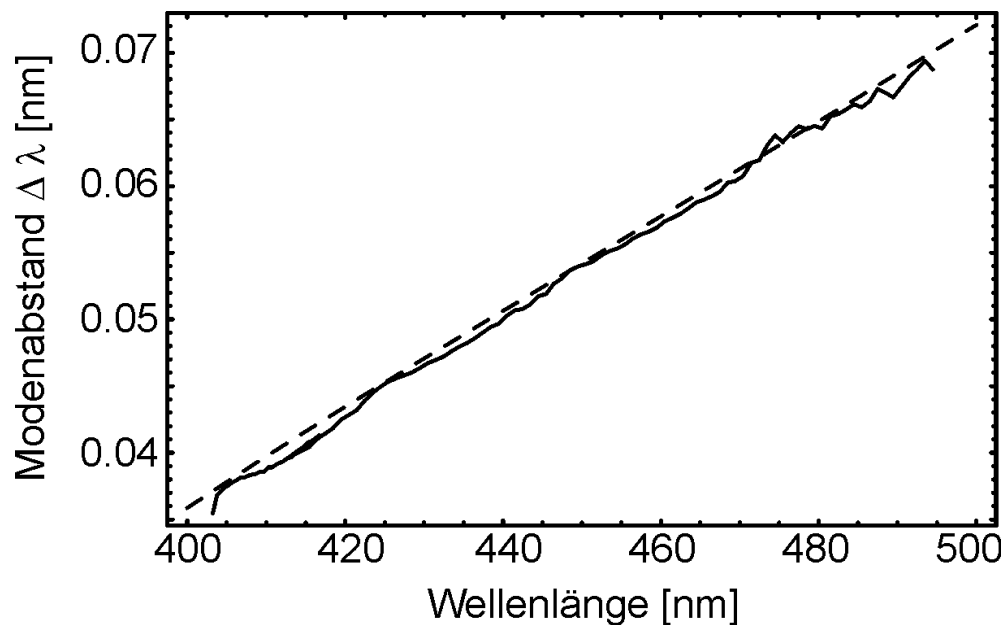


Abbildung 4-16: Vergleich des gemessenen Modenabstands (durchgezogene Linie) mit einem aus der Dispersionsbeziehung von U. Tisch berechneten Modenabstand in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Variiert man die Stromdichte vom 0,05 fachen der Laserschwelle bis zum Schwellstrom, so ergeben sich geringfügige Brechungsindexänderungen. Eine „mode spacing anomaly“, wie sie von H. X. Jiang und J. Y. Lin veröffentlicht wurde, ist nicht feststellbar [Jia99]. Sie beobachten in ihren Modenspektren von InGaN-Diodenlasern um einen Faktor 9 höhere Modenabstände bei der Laserschwelle als die, die man nach Gleichung (4.2) erwarten würde. Wahrscheinlich lässt sich diese experimentelle Beobachtung von zu großen Modenabständen auf Unterresonatoren zurückführen. H. X. Jiang und J. Y. Lin erwähnen eine Abschwächung ihres Effekts bei der Wahl von qualitativ verbesserten Laserdioden mit niedrigeren Schwellströmen.

4.4 Ladungsträger-induzierte Brechungsindexänderung

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der Ladungsträger-induzierten Brechungsindexänderung dn/dN anhand von Modenspektren vorgestellt. Die Ladungsträgerdichte N geht dabei durch die messbare Pumpstromdichte j in die Berechnungen ein. Für den Zusammenhang zwischen Injektionsstromdichte und Ladungsträgerdichte N gilt in guter Näherung, wie z.B. bei [Cho94]

$$N = \frac{j \eta_i}{e \gamma_r d} . \quad (4.4)$$

Dabei sind e die Elementarladung, γ_r die Rekombinationsrate, d die Dicke der aktiven Schicht und η_i ist die interne Quanteneffizienz, mit der die Ladungsträger in die aktive Zone gelangen und zur Inversion beitragen. Die Rekombinationsrate $\gamma_r = A + BN + CN^2$ setzt sich zusammen aus einem Term A für die nicht-strahlende Rekombination, B für die spontane Emission und C für Auger-Rekombination. Es ist davon auszugehen, dass in dem Anregungsbereich unterhalb der Laserschwelle BN und CN^2 um viele Größenordnungen kleiner sind als A , so dass die Ladungsträgerdichte N direkt proportional zur Pumpstromdichte j ist, d.h. dass dj/dN konstant ist.

Möchte man die strominduzierte Brechungsindexänderung dn/dj berechnen, ist zu beachten, dass man eine negative Änderung des Brechungsindex bei Erhöhung der Stromdichte und eine positive bei Erhöhung der Temperatur beobachtet. Mit dem Einbringen elektrischer Leistung geht immer eine Erwärmung ΔT der Laserdiode gegenüber der Wärmesenke einher. Es ist daher notwendig, Temperatureffekt und strominduzierte Brechungsindexänderung voneinander zu trennen. Da wir direkt die Verschiebung der Moden $d\lambda/dT$ mit aktiver Temperaturänderung und $d\lambda/dj$ bei Stromänderung messen können, lässt sich unter Einbeziehung des Wärmewiderstands der Temperaturbeitrag bestimmen.

Dazu berechnet man zunächst die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur dn/dT in Abhängigkeit von messbaren Differentialen. Man setzt für

die Änderungen des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Temperatur und Wellenlänge:

$$dn(\lambda, T) = \frac{dn}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dT} dT + \frac{dn}{dT} dT \quad (4.5)$$

Analog der Herleitung von Gln. (2.49) aus $m\lambda = 2nL$ folgt mit $\Delta m = 0$:

$$\frac{dn}{dT} = \frac{n}{\lambda} \frac{d\lambda}{dT} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (4.6)$$

Wir haben $dn/d\lambda$ aus dem Ergebnis des Abschnitts Brechungsindex (4.3) entnommen und die Beziehung von G. M. Laws verwendet. Die Bestimmung von $d\lambda/dT$ aus der Modenverschiebung mit gezielter Temperaturänderung wird im Folgenden näher beschrieben. Damit folgt die Brechungsindexänderung in Abhängigkeit von der Temperaturänderung dn/dT .

Erweitert man das totale Differential dn um den Parameter der Stromdichte j , so wird es

$$dn(\lambda, T, j) = \frac{dn}{dj} dj + \frac{dn}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dj} dj + \frac{dn}{dT} \frac{dT}{dj} dj \quad (4.7)$$

Wir erhalten analog der Ableitung von Gln. (2.49) aus $m\lambda = 2nL$ mit $\Delta m = 0$ die strominduzierte Brechungsindexänderung

$$\frac{dn}{dj} = \underbrace{\frac{n}{\lambda} \frac{d\lambda}{dj} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)}_{\left(\frac{dn}{dj} \right)_{tot}} - \frac{dn}{dT} \frac{dT}{dj} \quad (4.8)$$

Der erste Term ist die mit Stromerhöhung messbare Brechungsindexänderung $(dn/dj)_{tot}$. Der zweite Term beinhaltet die wegen der gleichzeitigen Erwärmung benötigte Korrektur.

Die Verschiebung $d\lambda/dj$ (siehe Abbildung 4-17) bei schrittweiser Stromänderung lässt sich mit Hilfe des Programms Mathematica unter Anwendung der Korrelationsfunktion auswerten und wird im folgenden Absatz genauer erläutert.

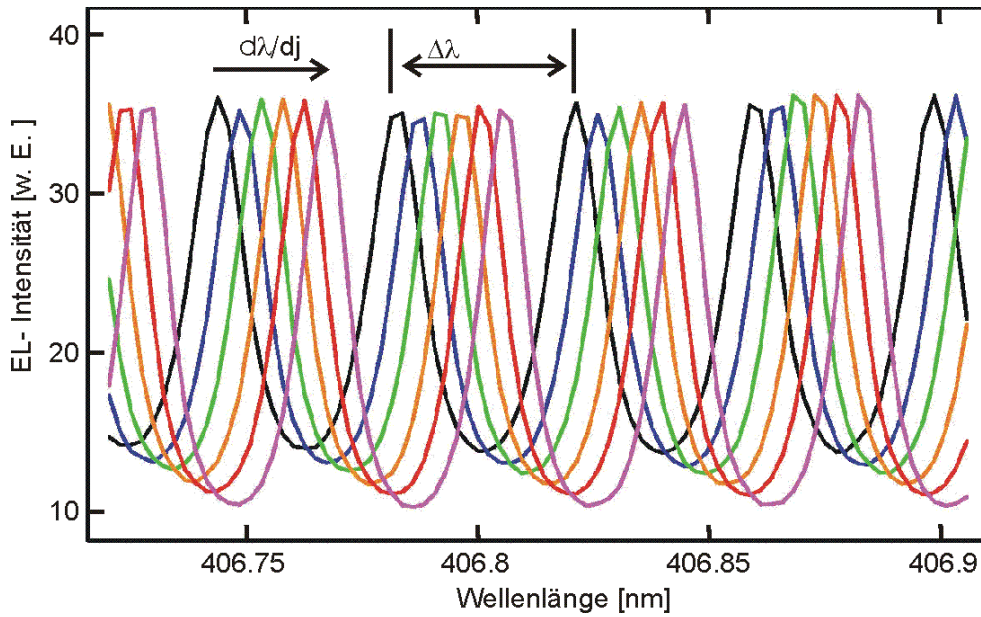


Abbildung 4-17: Beispiel für die Verschiebung der Moden durch Änderung des Injektionsstroms.

Bestimmung von $d\lambda/dj$ und $d\lambda/dT$ aus der Modenverschiebung

Durch schrittweise Änderung des Stroms oder der Temperatur lassen sich zueinander verschobene Modenspektren wie in Abbildung 4-17 aufnehmen. Um die Verschiebung zweier gemessener Spektren zueinander mit einem Auswerteprogramm zu bestimmen, wendet man die Kreuzkorrelation auf die beiden Messkurven an. Allgemein ist die Korrelation zweier verschobener reeller Funktionen f und g definiert durch:

$$\text{Korrelation}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) g(t + \tau) dt \quad (4.9)$$

Die so erhaltene Funktion von τ durchläuft ein Maximum, wenn τ den Wert erreicht um den f gegenüber g verschoben ist. In unserem Fall steht t für die Wellenlängenachse und τ ist die gesuchte Größe $d\lambda$. Um die Korrelation zu berechnen, benutzt man das Parsevalsche Theorem:

$$\text{Fourier}\{\text{Korrelation}(\tau)\} = |F(k)G(k)|^2 \quad (4.10)$$

Dadurch erhält man über Fourier-Rücktransformation des Spektrums $F(k)$ die Korrelationsfunktion von τ . In Abbildung 4-18 sieht man in der oberen Hälfte

jeweils zwei EL-Spektren, die durch Stromsteigerung um 5 mA verschoben sind (schwarz für 150 mA und blau für 155 mA an OS5). Sie sind für Wellenlängenbereiche mit sehr schwach moduliertem (a) und sehr gut moduliertem Signal (b) dargestellt. Unterhalb sind die jeweiligen Korrelationen zu sehen. Da die Moden periodisch sind, ergibt sich auch als Korrelation eine periodische Kurve. Um sicher zu stellen, dass man die Modenverschiebung aus dem richtigen Maximum der Korrelationsfunktion bestimmt, wird das Ergebnis dieser mathematischen Berechnung mit einer einfachen Handmessung verglichen. Dazu wird für bestimmte Wellenlängen bei zwei Stromwerten die Verschiebung direkt aus dem Modenspektrum abgelesen. Der Ablesewert ist zwar nicht so genau, jedoch für die Selektion der richtigen Korrelationsrücken ausreichend. In diesem Beispiel lässt sich eine Verschiebung $d\lambda$ von 0,016 nm auf 5 mA Stromänderung bestimmen.

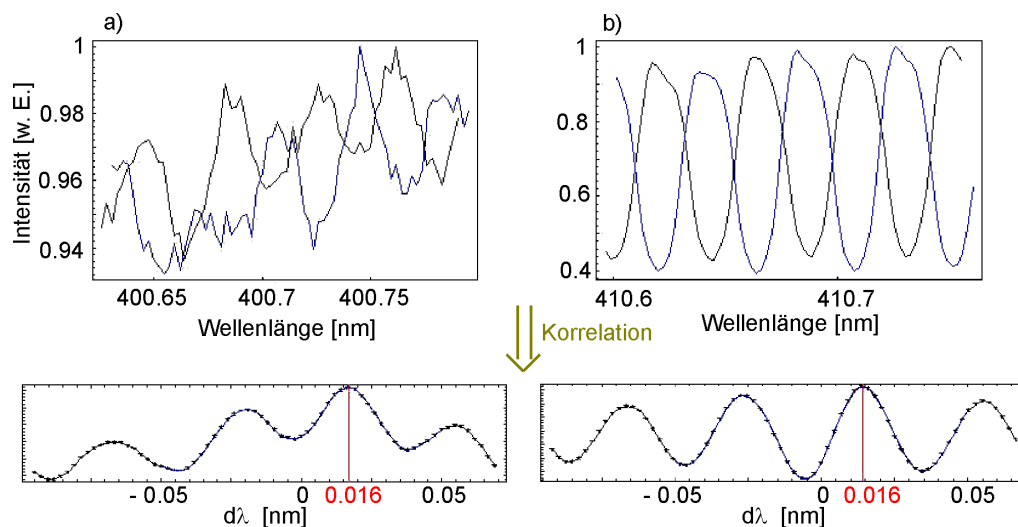


Abbildung 4-18: Beispiel für die rechnerische Bestimmung der Verschiebung $d\lambda$ mit Hilfe der Korrelation. Ein EL-Spektrum wird dabei in mehrere Wellenlängen-Bereiche, wie oben im Bild die Bereiche a) und b), unterteilt. Zwischen der Aufnahme des blauen und schwarzen Spektrums liegen 5 mA Stromdifferenz. Diese Stromänderung führt zu der unten mit dem roten Strich markierten Wellenlängenverschiebung $d\lambda$.

Temperaturänderung dT/dj mit steigender Stromdichte

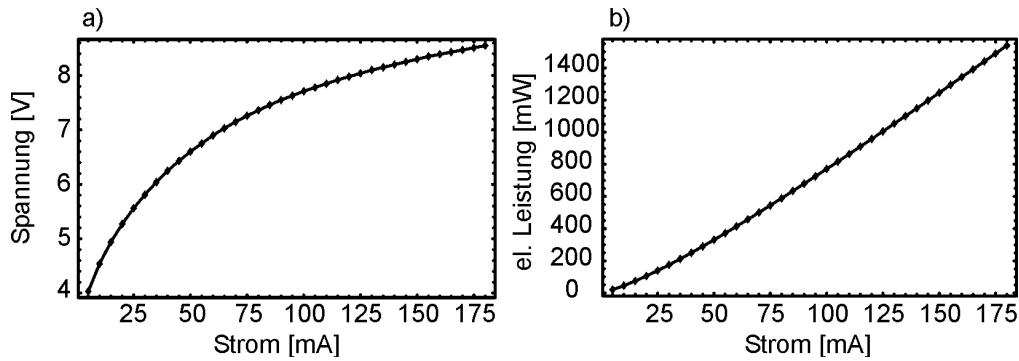


Abbildung 4-19: U-I-Kennlinie (a) und P-I-Kennlinie (b) von Diode OS5, in Schritten von 5 mA aufgenommen. Die Messpunkte können gut interpoliert werden.

Um dT/dj zu bestimmen verwendet man einen Zusammenhang mit der elektrischen Leistung P und dem thermischen Widerstand dT/dP :

$$\frac{dT}{dj} = \frac{dT}{dP} \cdot \frac{dP}{dj} \quad (4.11)$$

Mit dem Stromversorgungsgerät wird die Spannungs-Strom-Kennlinie gemessen. Daraus lässt sich die beim jeweiligen Strom eingebrachte elektrische Leistung P bestimmen.

In Abbildung 4-19 sieht man für die Diodenlaser von OSRAM Opto Semiconductors jeweils eine typische U-I-Kennlinie und P-I-Kennlinie, die in Schritten von 5mA bei festgehaltener Temperatur der Wärmesenke aufgenommen wurde. Das Differential dP/dj wird durch den Differenzenquotient $\Delta P/\Delta j$ ersetzt, wobei Δj durch die Schrittweite der Messung gegeben ist. Für die hier verwendete Diode mit Stegwellenleiter ($600 \mu\text{m} \cdot 2 \mu\text{m}$) war $\Delta j = 5 \text{ mA} / (600 \mu\text{m} \cdot 2 \mu\text{m}) = 0,416 \text{ kA/cm}^2$. Der Graph von $\Delta P/\Delta j$ kann gut interpoliert werden, womit sich einfacher weiterrechnen lässt. Die Erwärmung der Laserdiode mit der eingebrachten elektrischen Leistung dT/dP wird üblicherweise durch einen konstanten Wert R , dem thermischen Widerstand angegeben. Die von Mitarbeitern der Fa.

OSRAM Opto Semiconductors genannten Werte für den Wärmewiderstand R variieren von 17 K/W bis 26 K/W je nach Diode und auch nach Bestimmungsmethode der Temperatur [Küm04]. Typischerweise wird R_{th} durch die Verschiebung des Schwellstroms zwischen Puls- und Gleichstrombetrieb der Dioden bestimmt. Das Endergebnis von dn/dj liefert uns allerdings ein zusätzliches Kriterium für die richtige Wahl des Wärmewiderstands. In Abschnitt 2.5.3 wurde gezeigt, dass Änderungen der Verstärkung mit Brechungsindexänderungen gekoppelt sind. Im Transparenzbereich verschwindet die Materialverstärkung G , d.h. es werden nur die internen Verluste gemessen, welche unabhängig von der Stromdichte j sind. Folglich muss dann in diesem Wellenlängenbereich auch die strominduzierte Brechungsindexänderung $dn/dj = 0$ sein. Die durch Modenverschiebung messbare Brechungsindexänderung $(dn/dj)_{tot}$ darf also auf der langwelligen Spektralseite nur den thermischen Beitrag liefern. Fasst man Gln (4.6) und (4.11) zusammen, so ist dieser

$$\frac{dn}{dT} \frac{dT}{dj} = \frac{dn}{dT} \cdot R \cdot \frac{dP}{dj} \quad (4.12)$$

Aus der Veröffentlichung von G. M. Laws [Law01] lässt sich eine Brechungsindexdispersion in Abhängigkeit von der Temperatur des Materials, in dem sich das Licht ausbreitet, erschließen. Die Temperatur der aktiven Zone weicht abhängig von der eingebrachten Leistung mit R als Parameter von der Substrattemperatur 291 K ab, d.h. $T = 291 \text{ K} + \Delta T(P, R) = 291 \text{ K} + R \cdot \Delta P$.

Damit wurde eine Kurvenschar, die Gln. (4.12) entspricht, für verschiedene Ströme I berechnet. Sie ist in Abbildung 4-21 zusammen mit $(dn/dj)_{tot}$ für dieselben Stromwerte eingezeichnet. Die Differenz zwischen den berechneten und den gemessenen Kurven wurde im Transparenzbereich minimiert. Bei Strömen unter 50 mA ist die Übereinstimmung nicht zu erreichen. Man macht hier größere Fehler bei der Messung der Modenverschiebung.

Als sehr gut passender Wert wurde $R = 26 \text{ K/W}$ für die Diode OS5 gefunden. Der daraus berechnete Verlauf von dT/dI ist in Abbildung 4-20 gezeigt. Mit der eingepassten Fitfunktion wird weiter gerechnet.

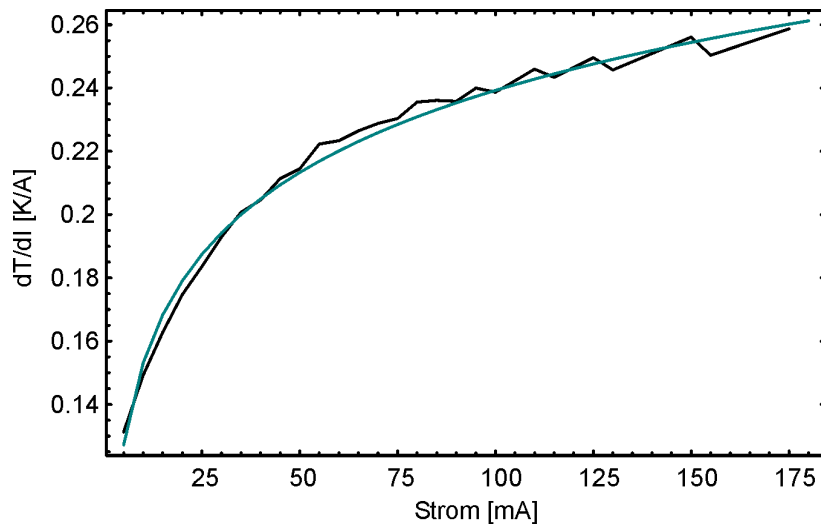


Abbildung 4-20: Änderung der Temperatur durch den Injektionsstrom dT/dI in Abhängigkeit von I . Die aus der Kennlinie ermittelten Werte sind als schwarze Linie zu sehen. Die blaue Linie gibt eine angepasste Funktion wieder.

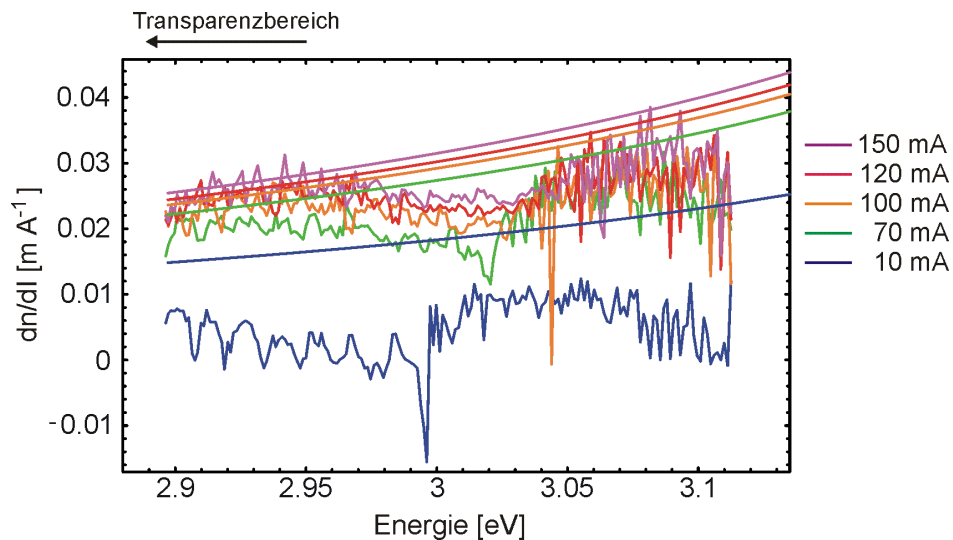


Abbildung 4-21: Spektrale Verteilung von dn/dI . Die gezackte Kurvenschar wurde bestimmt aus der an Diode OS5 gemessenen Modenverschiebung für verschiedene Ströme, deren U - I -Kennlinie und der Beziehung dn/dT nach G. M. Laws. Sie enthält Resonanzen, auf die in Abschnitt 4.7 eingegangen wird. Die glatte Kurvenschar wurde für die selben Stromwerte berechnet und der Parameter R durch $R = 26 \text{ K/W}$ so angepasst dass sie mit den Messkurven im Transparenzbereich bestmöglich zusammenfällt.

Die um den Temperaturbeitrag korrigierte Brechungsindexänderung dn/dI ist für Änderungen des Stroms in 5 mA- Schritten von 10 mA bis 160 mA in Abbildung 4-22 dargestellt. Man sieht, dass die Forderung nach verschwindender Änderung im Transparenzbereich für höhere Ströme nur bedingt erfüllt werden kann. Bei den niedrigen Stromwerten ist zum einen für die Bestimmung der Modenverschiebungen die Modulation nicht so tief ausgeprägt und zum anderen der störende Einfluss der Substratmoden sehr hoch. Außerdem muss der thermische Widerstand nicht konstant sein über den gesamten Strombereich. Es ist daher eine Verbesserung der Auswertung, wenn man ihn als Variable $R(I)$ mit einbezieht, wie G. Feicht es in seiner Diplomarbeit ausgeführt hat (vgl. [Fei05]). Zwischen 2,99 eV und 3,06 eV treten deutliche Resonanzlinien auf. Ab 3,09 eV ist die Messgenauigkeit wieder ungenügend, so dass man dort nur statistisches Rauschen sieht.

Integriert man dn/dj über dj erhält man das totale Differential δn . Dieses hängt zusammen mit der Ladungsträger-induzierten Phasenverschiebung entsprechend

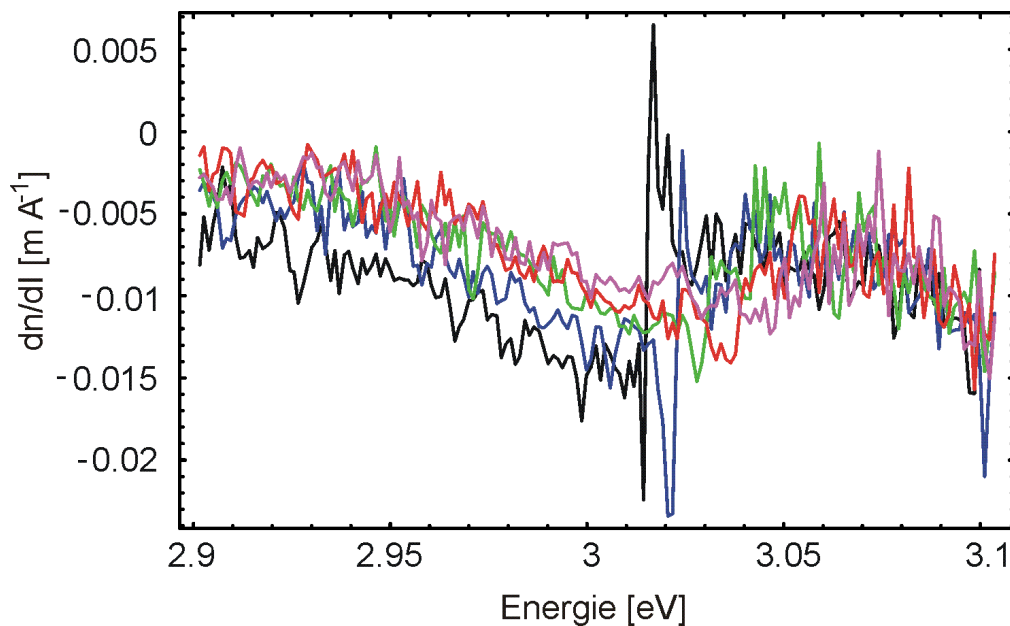


Abbildung 4-22: Strom-induzierte Brechungsindexänderung dn/dI aus den Messungen an OS5 bei Stromwerten von 40 mA bis 160 mA in Schritten von 30 mA.

$$\frac{d\phi}{dz} = k_0 \delta n. \quad (4.13)$$

Um weiter damit den α -Faktor berechnen zu können, empfiehlt es sich, dieses Ergebnis zu glätten. Denn es enthält viele Unregelmäßigkeiten, z.B. bedingt durch die Substratmoden, die für den α -Faktor keine Rolle spielen. Zum Einsatz ist dafür das in Mathematica implementierte Savitzky-Golay-Filter gekommen, welches ein Niederbandpassfilter zur Rauschunterdrückung bietet. Bei geeigneter Wahl seiner Koeffizienten wird statistisches Rauschen herausgemittelt, aber die wesentlichen Momente der Messdaten bleiben erhalten.

Die Auswertung wurde durchgeführt für die Dioden OS4 und OS5. Zum Vergleich wird in den folgenden Abbildungen δn zusammen mit der Verstärkung gezeigt. Diode OS4 besitzt ein sehr breites Verstärkungsprofil, das aus der Überlagerung zweier Maxima bestehen könnte, und zeigt eine Doppelstruktur in der Brechungsindexänderung. Möglicherweise sieht man hier die Übergänge aus dem schweren und dem leichten Lochband überlagert. Alternativ ist aber auch ein Verstärkungsbeitrag aus dem nächst höheren Subband denkbar. Eine eindeutige Zuordnung könnte nur ein komplexes theoretisches Modell für das verwendete Materialsystem herbeiführen. Die weiteren Schritte zur Bestimmung des α -Faktors werden an Diode OS5 gezeigt.

Es lässt sich eine Abnahme des Betrages von δn mit zunehmender Stromdichte im gesamten Bereich von 2,9 bis 3,1 eV beobachten, wobei der Gradient im Verstärkungsmaximum am größten ist. An der spektralen Position des Verstärkungsmaximums nimmt der Betrag von δn am deutlichsten ab. An der niederenergetischen Kante bleibt δn nicht ganz bei null. Dies ist ebenso wie der erneute Anstieg auf der hochenergetischen Seite auf Messungenauigkeiten zurückzuführen.

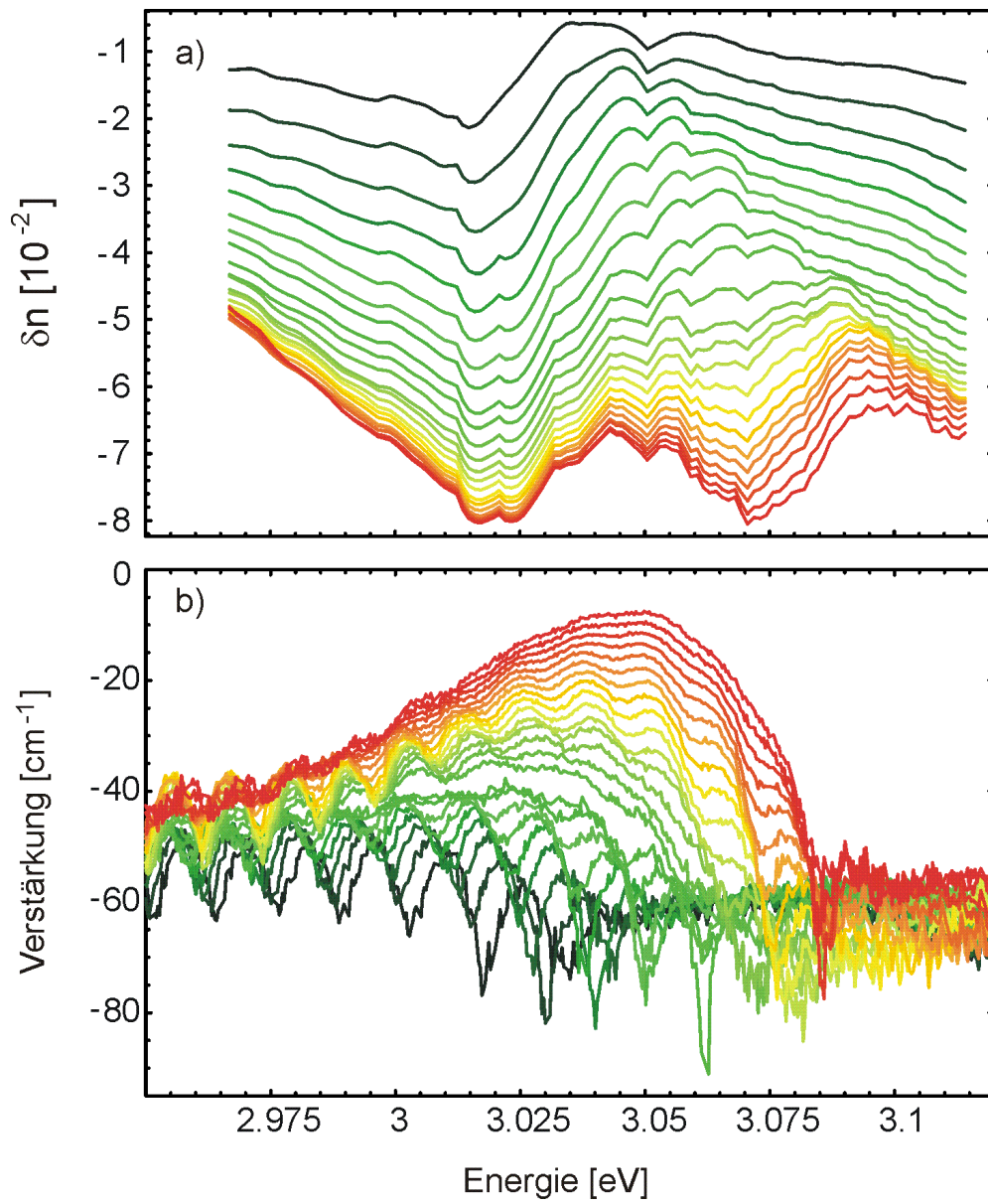


Abbildung 4-23: Strominduzierte integrierte Brechungsindexänderung δn (a) und Verstärkung g (b) für Injektionsströme von 10 mA (grün) bis 120 mA (rot) in Schritten von 5 mA gemessen an Diode OS4.

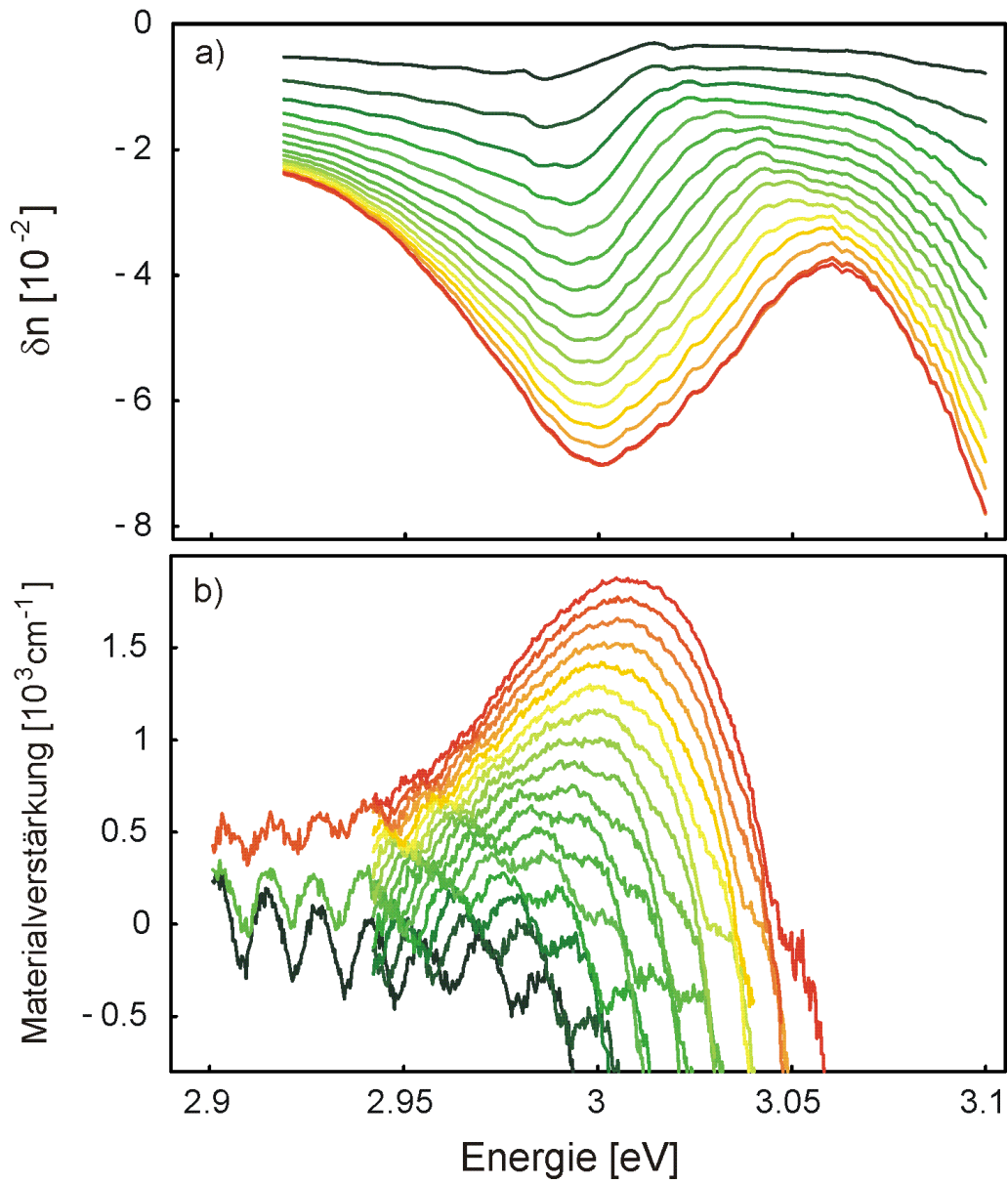


Abbildung 4-24: Strominduzierte integrierte Brechungsindexänderung δn (a) und Materialverstärkung (b) gemessen an Diode OS5 für Injektionsströme von 10 mA (grün) bis 150 mA (rot) in Schritten von 10 mA.

4.5 Bestimmung des α -Faktors

Besonderes Interesse gilt der Bestimmung des α -Faktors, der wie in Abschnitt 2.5.3 beschrieben ein Kriterium für die laterale Modenstabilität der Laserdioden darstellt. Zur Erinnerung wird die Definition von α noch einmal an den Anfang gestellt:

$$\alpha = -\frac{K}{n} \frac{\frac{\partial(\delta n)}{\partial N}}{\frac{\partial g}{\partial N}}$$

Die Bestimmung des α -Faktors im spektralen Verlauf erfordert die gleichzeitige Messung der Verstärkung und des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte N und der Wellenlänge.

Der Zähler von α , der die totale Änderung des Brechungsindex mit der Ladungsträgerdichte angibt, wurde im vorherigen Abschnitt bestimmt. Der Nenner des α -Faktors dg/dN wird als differentielle Verstärkung bezeichnet. Ihr Wert hat auch für den praktischen Betrieb einer Laserdiode eine Bedeutung, da eine möglichst hohe differentielle Verstärkung Voraussetzung für hohe Modulationsgeschwindigkeit ist. Im Folgenden wird beschrieben, wie man diese Größe aus den Messungen gewinnt.

Die direkte Proportionalität zwischen der Ladungsträgerdichte N und dem Injektionsstrom I wird wieder vorausgesetzt (vgl. Gl.(4.4)), so dass man zur Bestimmung von α ∂N durch ∂I ersetzen kann. Nimmt man Verstärkungsspektren $g(\lambda)$ für eine Schar von Stromwerten auf, gewinnt man daraus Datentripel (Wellenlänge, Verstärkung, Strom). Es lässt sich folglich für feste Photonenenergien die Verstärkung g in Abhängigkeit vom Injektionsstrom I auftragen. Die Ableitung dieser Kurve liefert uns das Differential dg/dI . Wie bereits für die Bestimmung des Zählers von α , wird dies an Hand von Diode OS5 näher ausgeführt. Die Verstärkungsspektren mit Injektionsströmen von 10 mA bis 160 mA, wobei der Strom in 5 mA-Schritten erhöht wurde, bilden dabei die Grundlage. Die Auftragung der Verstärkung in Abhängigkeit vom Strom ist für 2,98 eV in Abbildung 4-25 zu sehen. Diese Darstellung wird im interessierenden Bereich um die Lasermode für eine Vielzahl von Photonenenergien betrachtet und durch eine Fit-Gerade angepasst.

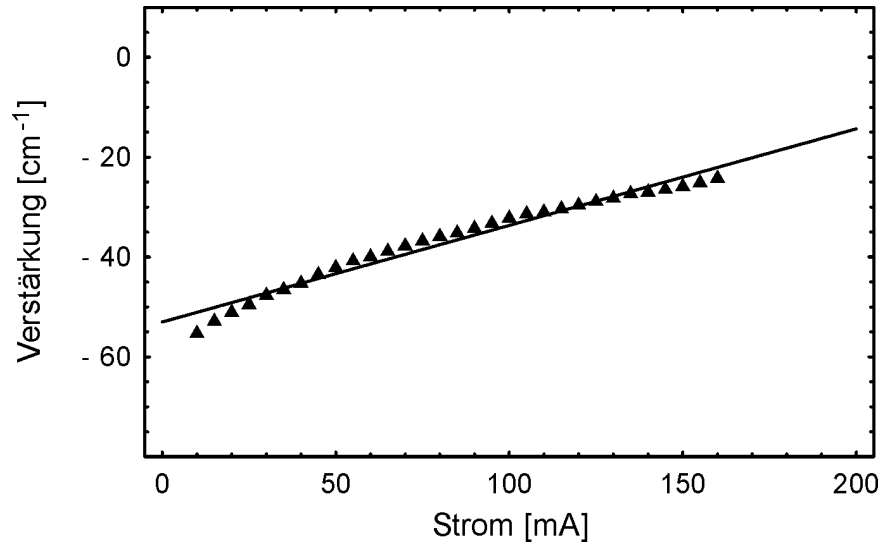


Abbildung 4-25: Verstärkung g von I bei der spektralen Position 2,98 eV und Anpassung der Messwerte (Dreiecke) durch Gerade zur Bestimmung eines linearen dg/dI .

Von 2,90 bis 2,98 eV können die g - I -Kurven wie in dem obigen Beispiel sehr

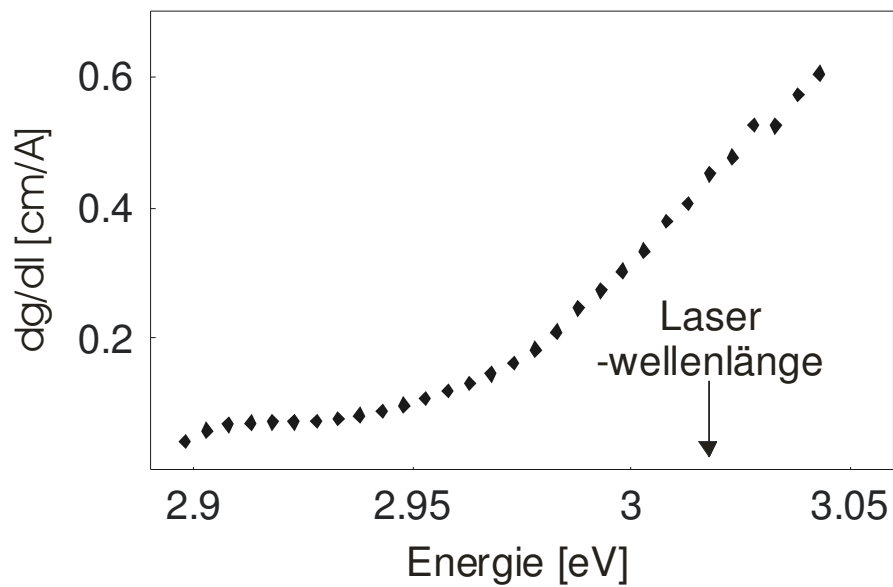


Abbildung 4-26: Aus den Messungen an Diode OS5 ermittelte differentielle Verstärkung dg/dI .

gut linear angepasst werden. Das lineare Modell für $g(N)$ entsprechend Gln. (2.20) lässt sich also anwenden [Agr93]. Oberhalb 2,98 eV zeigen die g - I -Kurven auf der Seite der kleinen Ströme zunächst einen Knick, der möglicherweise auf eine geeignetere Beschreibung mit dem logarithmischen Modell entsprechend Gln. (2.21) verweist. Die Verstärkung ist gerade in diesem Strom- und Wellenlängenbereich am schlechtesten bestimmbar, so dass der Knick für die weitere Auswertung vernachlässigt wurde. Die Steigungen dg/dI gegenüber der jeweiligen Energie E aufgetragen, liefern Abbildung 4-26.

Die Maxima der Verstärkungskurven wandern mit steigender Ladungsträgerdichte zu höheren Energien, was am Anfang von Kapitel 4 durch Bandfüllung und Abschirmung des QCSE erklärt wird. Die Absorptionskante verschiebt sich gleichzeitig von 3,0 nach ca. 3,05 eV, wenn bei Diode OS5 der Strom von 10 mA auf 150 mA erhöht wird. Dadurch fallen die gemessenen Werte dg/dI auf der niederenergetischen Spektralseite eher klein aus und für photonische Energien über 3,0 eV wird die differentielle Verstärkung durch die Blauverschiebung erhöht. A. Grabmaier et al. veröffentlichten [Gra91] Werte der differentiellen Verstärkung in Abhängigkeit von der Energie gemessen an den Materialsystemen InGaAs/InGaAlAs und InGaAs/InGaAsP. Der qualitative Verlauf der Kurven entspricht dem unserer Messung.

Wegen der hohen Streuung ist es für die weiteren Schritte zur Berechnung des α -Faktors günstig, die einzelnen Messpunkte dg/dI durch ein geeignetes Polynom anzupassen.

Für jeden Stromabschnitt dI von 10 mA lässt sich so der Quotient aus der strominduzierten Brechungsindexänderung (gefilterte Kurve) und der differentiellen Verstärkung bilden. Im langwelligen Randbereich der Spektren dividiert man kleine Brechungsindexänderungen (Abbildung 4-24 a) durch eine geringe differentielle Verstärkung (Abbildung 4-26). Kleine Abweichungen führen daher zu hohem Rauschen des Ergebnisses. In Abbildung 4-27 ist der α -Faktor für zunehmenden Strom in den Farbabstufungen von schwarz über grün und gelb nach rot zu sehen. Deutlich konvergiert der α -Faktor für alle Stromwerte bei ca. 3,02 eV gegen einen Wert von 4. Betrachtet man die darauf folgende Abbildung, in der der α -Faktor noch einmal auszugsweise für die Injektionsströme 10, 50, 100 und 155 mA

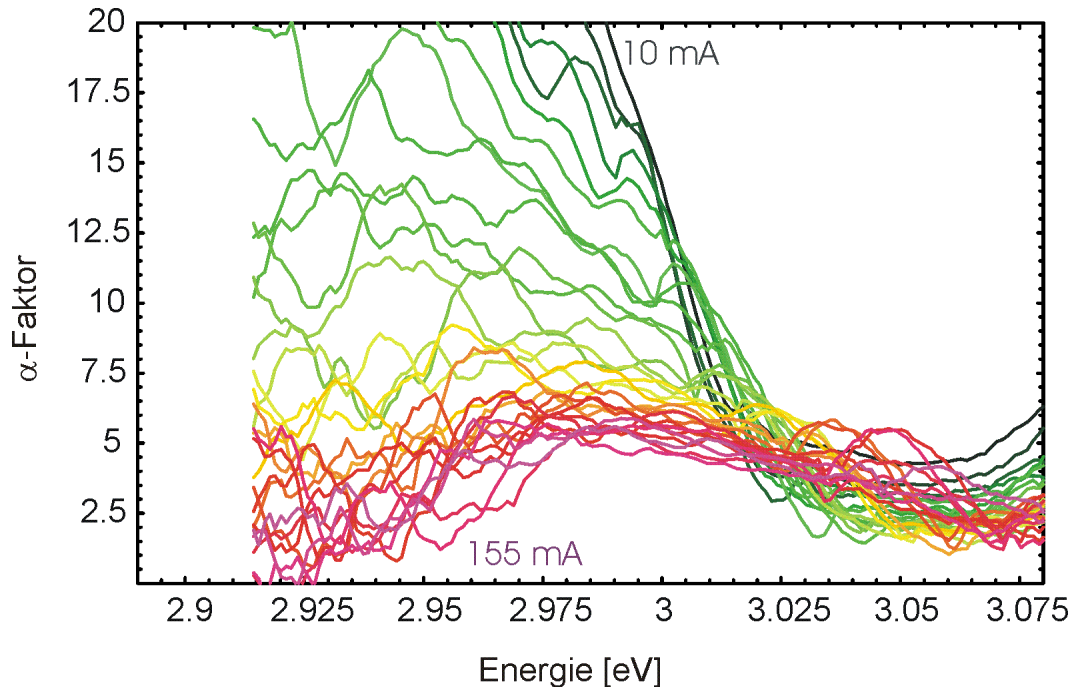


Abbildung 4-28: α -Faktor in Abhängigkeit von der Photonenenergie für Stromwerte von 10 mA bis 155 mA in 5 mA-Schritten

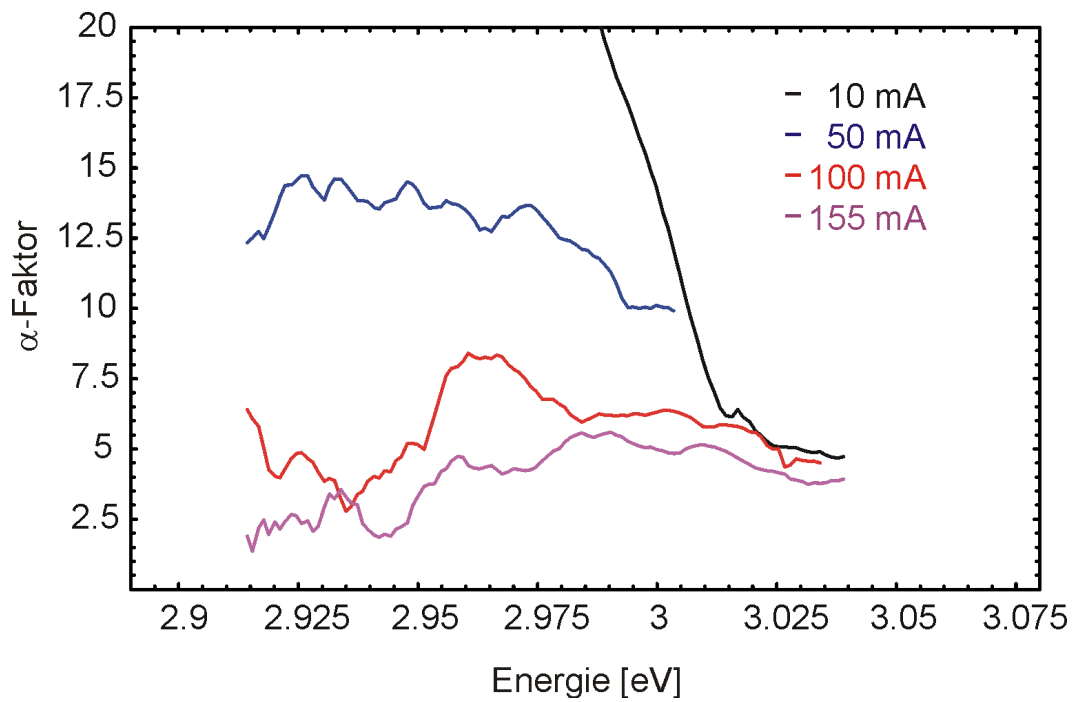


Abbildung 4-27: Spektraler α -Faktor, zum besseren Überblick noch einmal für die Injektionsströme 10, 50, 100, 155 mA dargestellt.

dargestellt ist, fällt auf, dass beim höchsten Strom, der $j = 0,86 j_{th}$ entspricht, der α -Faktor nur geringfügig von der Photonenenergie abhängt.

Graphische Auftragung des α -Faktors gegenüber dem Strom für 2,98 und 3,02 eV macht noch einmal folgendes deutlich. Der α -Faktor nimmt mit steigendem Strom ab. Dies kann man bis ca. 3,0 eV für jede Photonenenergie beobachten. Bei höheren photonischen Energien (exemplarisch für 3,02 eV gezeigt) hängt er im Rahmen der Messgenauigkeit nicht vom Strom und damit von der Ladungsträgerdichte ab.

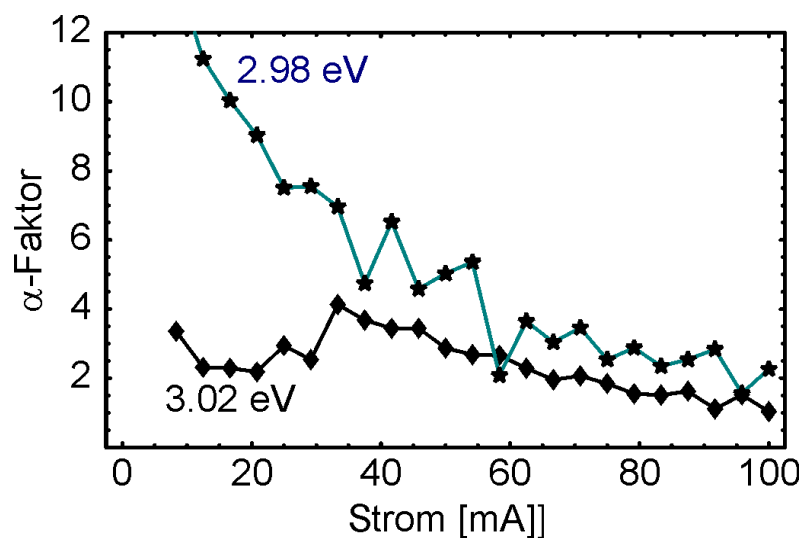


Abbildung 4-29: α -Faktor in Abhängigkeit vom Strom. Während bei 2,98 eV (Sterne) der α -Faktor mit steigendem Strom stark abfällt verändert er sich bei 3,02 eV (Rauten) kaum.

4.6 Diskussion von Ladungsträger-induzierter Brechungsindexänderung und α -Faktor

Mit der Hakki-Paoli-Methode sind Messungen bei so geringer Stromdichte durchführbar, dass interne Felder und elektronische Vielteilchen-

Wechselwirkungen nicht vollständig durch den Ladungsträgerhintergrund abgeschirmt sind. Daher liefert unser experimentell ermittelter α -Faktor erstmals eine Vergleichsmöglichkeit mit den theoretischen Simulationen von W.W. Chow für InGaN-Quantentrog-Strukturen [Cho00]. W.W. Chow et al. verwendeten in ihren Simulationen Strukturen mit einzelnen 2 nm, 3 nm und 4 nm breiten $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$ Quantentrögen. Die hier untersuchten Laserdioden enthalten 3 nm breite Quantentröge der ternären Zusammensetzung $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$. Wie bereits in Abschnitt 2.1.4 erwähnt, macht sich der quantenmechanische Stark-Effekt bei dem breiteren Trog von 4 nm deutlicher bemerkbar. In diesem können sich Elektronen und Löcher durch die piezoelektrischen und spontanen Felder weiter voneinander entfernen, so dass das optische Dipolmatrixelement merklich reduziert wird. Erst bei höherer Ladungsträgerdichte, wenn die piezoelektrischen und spontanen Felder durch das sich aufbauende Gegenfeld abgeschirmt sind, kommt es dann zur Verstärkung. Da der quantenmechanische Stark Effekt durch das Verkippen der Bandstruktur eine Rotverschiebung der optischen Bandübergänge bewirkt, zieht eine zunehmende Abschirmung der verkippenden Felder mit Erhöhung der Ladungsträgerdichte eine Blauverschiebung zurück zum feldfreien Bandkantenabstand nach sich.

In Abbildung 4-30 ist zu beobachten, wie sich dadurch die Verstärkung der 4 nm-Quantentrog-Emission merklicher ins Blaue verschiebt.

Die gemessenen Verstärkungskurven sind etwas breiter, haben in ihrer Form aber große Ähnlichkeit mit den von W.W. Chow et al. in Abbildung 4-30 dargestellten Simulationen für die 2 nm breiten Quantentröge. Auch wir beobachten eine Blauverschiebung der Verstärkungsmaxima mit zunehmender Ladungsträgerdichte. Das bedeutet, dass Bandfüllung, QCSE und Coulomb-Enhancement die Bandkantenrenormierung überwiegen.

Die Phasenverschiebung $d\Phi/dz$ sollte mit zunehmender Ladungsträgerdichte durch Bandfüllung abnehmen. Da $d\Phi/dz$ proportional zum Quadrat des Dipol-Matrix-Elements ist, kann jedoch Verminderung des quantenmechanischen Stark-Effekts diese Abnahme kompensieren. Nach den Berechnungen von W.W. Chow et al. ergibt sich bei dem breiteren Quantentrog dieser Effekt [Cho00] so

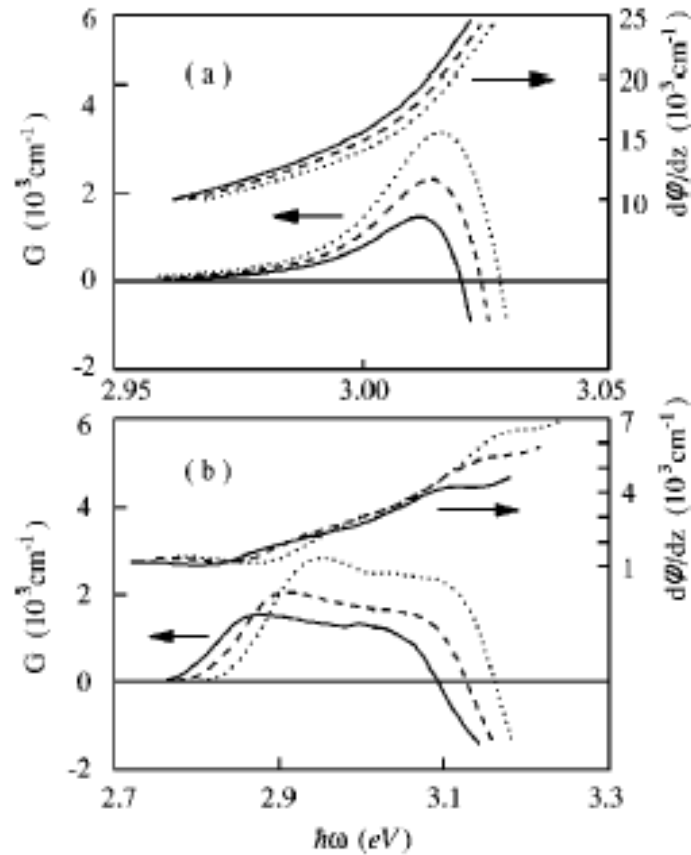


Abbildung 4-30: Berechnete Verstärkung und ladungsträgerinduzierte Phasenverschiebung $d\Phi/dz$ von W.W. Chow [Cho00]. Die Simulation wurde durchgeführt für $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/\text{GaN}$ -Quantentröge der Dicke 2 nm (Bild a) und 4 nm (Bild b) jeweils bei den Ladungsträgerdichten $4.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $4.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $4.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (a) und $2.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $2.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $2.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (b)

dass in Abbildung 4-30 (b) die Kurven $d\Phi/dz$ verschiedener Ladungsträgerdichten sich überschneiden.

Bei einem nur 2 nm breiten Quantentrog findet mit höherer Ladungsträgerdichte durch Bandfüllung eine Abnahme von $d\Phi/dz$ im Maximum der Verstärkung statt (Abbildung 4-30 (a)). Wir können in meinen ausgewerteten Spektren eine Abnahme von $d\Phi/dz$ im gesamten gemessenen Bereich von 2,9 bis 3,1 eV beobachten. Der Gradient ist an der Stelle des Verstärkungsmaximums am höchsten (vgl. Abbildung 4-23). Die Bandauffüllung dominiert bei uns also den quantenme-

chanischen Stark-Effekt, wie für dünne Quantentröge zu erwarten ist. Gleichzeitig nimmt die Verstärkung im Maximum zu (Abbildung 4-24).

Der starke Einfluss des quantenmechanischen Stark-Effekts macht sich auch beim α -Faktor bemerkbar [Cho00, Cho01]. Dies wird erkenntlich an den unterschiedlichen Verläufen des α -Faktors in Abhängigkeit vom Verstärkungsmaximum G_{Peak} für die verschiedenen Quantentrogbreiten, wie sie in Abbildung 4-31 gezeigt sind. Der Wert G_{Peak} steigt mit der Ladungsträgerdichte ist aber nicht direkt proportional zu ihr, da nicht alle Ladungsträger zur strahlenden Rekombination und damit zur Verstärkung beitragen. In breiten Quantentrögen kann das Feld des QCSE die Wellenfunktionen stärker beeinflussen (vgl. Abschnitt 2.1.4). So wird in diesen mit zunehmender Abschirmung bei steigender Ladungsträgerdichte der Überlapp der Wellenfunktionen erhöht und damit auch die differentielle Verstärkung. Während beim schmalen Quantentrog der Effekt der Bandfüllung dominiert und einen deutlichen Abfall des α -Faktors mit der Ladungs-

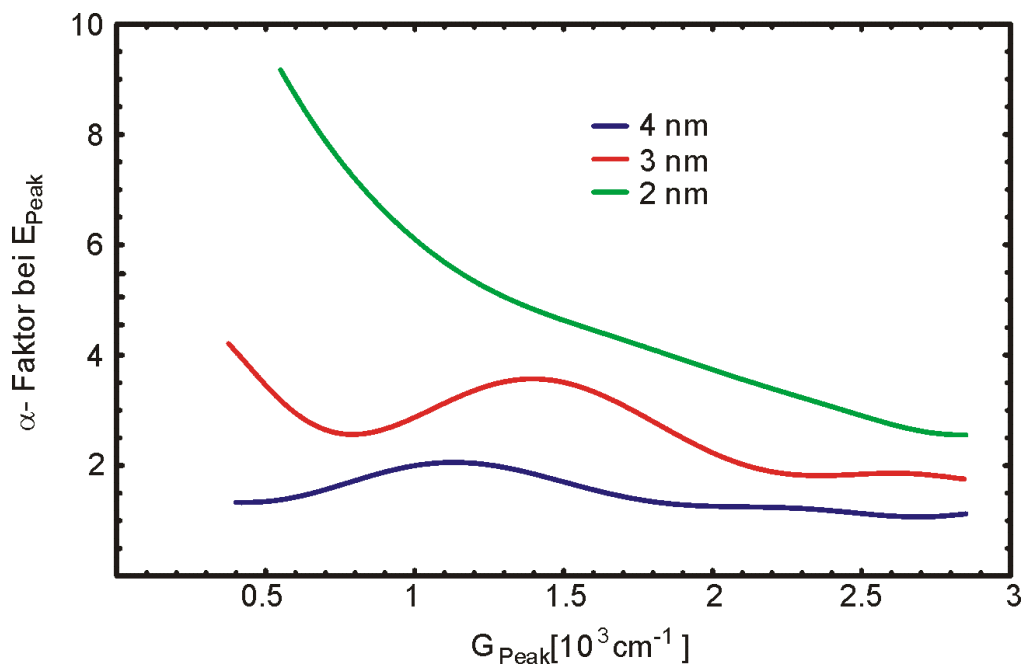


Abbildung 4-31: Von W. W. Chow et al. berechneter α -Faktor in Abhängigkeit vom Maximum der Verstärkung bei der Photonenenergie des Verstärkungsmaximums [Cho01] für Quantentrogbreiten von 2nm, 3nm und 4nm.

trägerdichte zur Folge hat, wird er beim breiteren Trog durch den quantenmechanischen Stark-Effekt ausgeglichen. Im Folgenden wird gezeigt, dass die untersuchten Laserdioden das gleiche Verhalten wie die simulierten Dioden mit 2 nm schmalen Trögen aufweisen.

Wie man dem vorherigen Abschnitt entnehmen kann, wird der von uns gemessene α -Faktor am größten für niedrige Ladungsträgerdichten und am langwelligen Rand der Laseremission. Bei einer photonischen Energie von ca. 3,02 eV (deutlicher noch ab 3,04 eV) erreicht α den Wert 4 und ist im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von der Ladungsträgerdichte.

Für Abbildung 4-32 wurde eine Darstellung des α -Faktors gegenüber dem Maximalwert der Verstärkung G_{Peak} , gewählt, da so der Vergleich mit Abbildung 4-31 [Cho00] möglich ist. An Hand der roten Kurve sieht man, dass bei der unangeregten Bandlückenenergie von 3,02 eV der α -Faktor unabhängig von G_{Peak} ist. Die blaue Kurve beschreibt den α -Faktor bei einer niedrigeren Photonenenergie von 2,96 eV. Interessant ist auch die grüne Kurve. Während der Zähler $\partial(\delta n)/\partial N$ des α -Faktors wenig variiert, nimmt die differentielle Verstärkung mit der Photonenenergie deutlich zu, was auf die Blauverschiebung des Verstärkungsmaximums zurückzuführen ist. Diese Zunahme des Nenners dominiert hier den abfallenden Verlauf des α -Faktors. Die 2 nm- Simulationskurve von [Cho00] ist als schwarze Linie eingetragen und überschneidet sich mit der grünen. Wir stimmen daher mit den Rechnungen von W. W. Chow et al. sehr gut überein. Alle Kurven konvergieren gegen einen α -Faktor von 4 bei einer Ladungsträgerdichte nahe der Laserschwelle. Es ist daher bei den untersuchten Laserdioden damit zu rechnen, dass sie bei Betrieb mit hohen Strömen zur Filamentbildung neigen.

M. Röwe et al. messen Verstärkung und Ladungsträger-induzierte Brechungsindexänderung an vergleichbaren Laserdioden von OSRAM mit der Streifenlängen-Methode bei hohen Ladungsträgerdichten weit über der Laserschwelle und berechnen daraus einen α -Faktor von 2,1 bis 6,3 für ihren Bereich der Anregungsdichte [Röw03]. Für Anregungsbereiche unterhalb der Laserschwelle ist unser α -Faktor der erste an (In, Al)GaN- Dioden experimentell ermittelte und veröffentlichte Wert. Zieht man zum Vergleich weitere aus Simulationen be-

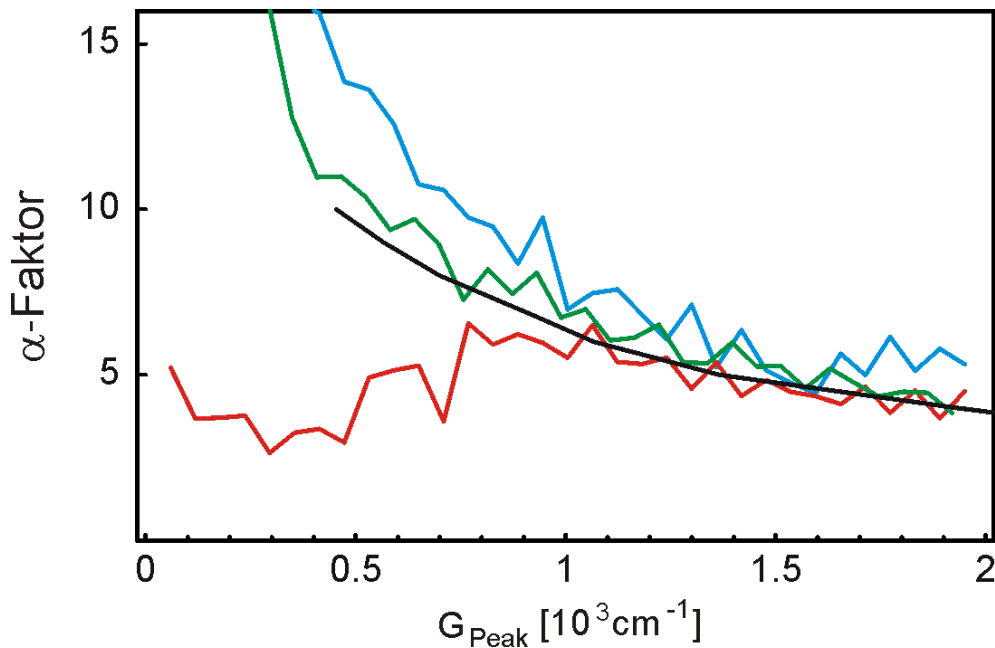


Abbildung 4-32: α -Faktor als Funktion des Verstärkungsmaximums. Die verschiedenen Photonenenergien, für die der α -Faktor ermittelt wurde sind 2,96 eV (blaue Kurve) und 3,02 eV (rote Kurve). Für die grüne Kurve wurde die Energie nicht konstant gehalten, sondern E_{peak} gewählt, da zusammen mit der Höhe der Verstärkung auch die Position des Maximums sich verändert. Die schwarze Kurve entstammt der Simulation von W.W. Chow et al. für den 2 nm-Quantentrog.

rechnete α -Faktoren heran, liegen wir mit einem Konvergenzwert von $\alpha \sim 4$ deutlich höher als andere.

F. Renzoni et al. berechneten unter Berücksichtigung von Coulomb-Wechselwirkung für GaN einen α -Faktor von ca. 2. Die Gruppe von F. Renzoni betrachtet jedoch keine Quantentröge, sondern behandelt die Verstärkungsführung in Volumen-GaN [Ren99].

Berechnungen von S. H. Park beziehen sich auf InGaN/GaN Quantentröge unter dem Einfluss interner Felder und resultieren für einen 3 nm breiten Quantentrog in $\alpha \approx 1$ [Par03]. Im Gegensatz zu W. W. Chow, der die Coulomb-Wechselwirkung bereits in den Ansatz der zu lösenden Heisenberg-Gleichung einschließt, wird bei Park die Lösung eines Systems wechselwirkungsfreier Ladungsträger durch phänomenologische Korrekturterme ergänzt. Dabei kommen

deutlich verschiedene Ergebnisse zustande. W.W. Chow zeigt in [Cho94, S. 176], dass er durch Einbezug der Viel-Teilchen-Wechselwirkung im Ansatz einen wesentlich höheren α -Faktor berechnet, als wenn er nachträglich einen für wechselwirkungsfreie Ladungsträger berechneten α -Faktor mit einem Term für die Renormierung korrigiert. Dieser höhere Wert wird nun durch die durchgeführten Experimente verifiziert.

4.7 Exzitonische Beiträge zur Verstärkung

Wie bereits in Abschnitt 1.3.3 beschrieben, sagen die theoretischen Berechnungen von W. W. Chow et al. mit Einschluss von Vielteilchen-Wechselwirkung exzitonische Effekte bei geringer Ladungsträgerdichte vorher [Cho98]. Solange die Ladungsträgerdichte niedrig genug ist, sind die spontanen und piezoelektrischen Felder, sowie die Coulomb-Wechselwirkung in (In, Al)GaN Quantentrogstrukturen kaum abgeschirmt. Gemäß theoretischer Rechnungen sind demnach, wie in Abbildung 4-33 gezeigt, exzitonische Absorptionslinien bei niedriger Ladungsträgerdichte im Verstärkungsspektrum sichtbar. Mit Steigerung der Ladungsträgerdichte wird die exzitonische Absorption ausgebleicht und verschwindet beim Übergang zu positiver Verstärkung (vgl. Abbildung 4-33). Das bedeutet, dass die exzitonische Bindungsstärke durch die Abschirmung des La-

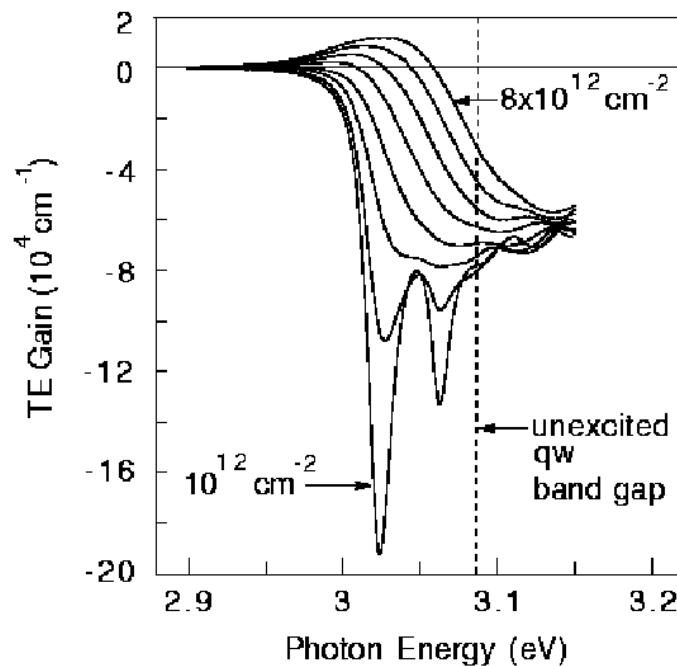


Abbildung 4-33: Verstärkungsspektrum für $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/\text{GaN}$ Quantentröge bei verschiedenen hoher Ladungsträgerdichte. Die Abbildung entstammt Simulationen von W.W. Chow, bei denen Viel-Teilchen-Effekte im Ansatz des System-Hamiltonians berücksichtigt sind, jedoch kein QCSE [Cho98].

ladungsträgerhintergrunds abnimmt. Lasertätigkeit findet dann durch Rekombination aus dem Elektron-Loch-Plasma statt. Das Verstärkungsmaximum entwickelt sich im Frequenzbereich der ursprünglichen Exzitonen-Resonanz.

Unser experimenteller Aufbau ermöglicht, mit hoch aufgelösten Elektrolumineszenzspektren die optische Verstärkung zusammen mit der Ladungsträgerinduzierten Brechungsindexänderung auch im Bereich niedriger Ladungsträgerinjektion weit unterhalb der Laserschwelle zu messen. Dadurch eröffnete sich ein Weg, exzitronische Effekte experimentell zu detektieren und auszuwerten.

Die Messungen wurden an mehreren montierten Laserdioden von OSRAM durchgeführt. Zum Teil wurde der Injektionsstrom nur in Schritten von 5 mA erhöht. Die im Folgenden dargestellten Graphiken sind exemplarische Beispiele aus einer Vielzahl von Messschritten, welche die Ergebnisse verdeutlichen.

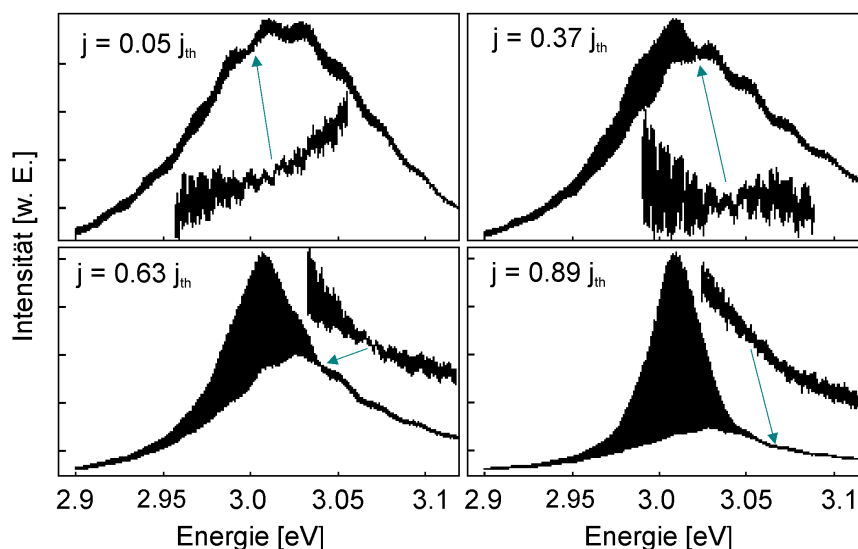


Abbildung 4-34: EL-Spektren mit den longitudinalen Moden, die an den gekennzeichneten Stellen deutliche Einschnürungen (vgl. vergrößerte Ausschnitte) zeigen. Der Vergleich verschiedener Stromdichten, zeigt, wie diese entlang der EL-Kurve wandern. Die Messung wurde an Diode OS5 durchgeführt.

Abbildung 4-34 und Abbildung 4-35 zeigen für die zwei verschiedenen Laserdioden OS4 und OS5 die Elektrolumineszenzspektren mit den longitudinalen Moden bei verschiedenen Stromdichten. Man beobachtet dabei einzelne Einschnürungen im Modenspektrum, die als Funktion der Stromdichte wandern. Bei niedrigem Injektionsstrom ($0,05 j_{th}$ im ersten bzw. $0,11 j_{th}$ im zweiten Beispiel) liegen sie jeweils rot verschoben zum Maximum der Elektrolumineszenz und wandern mit zunehmender Stromdichte zu höheren Energien. Anhand der mit der Hakki-Paoli-Methode ausgewerteten Verstärkungsspektren und der La-

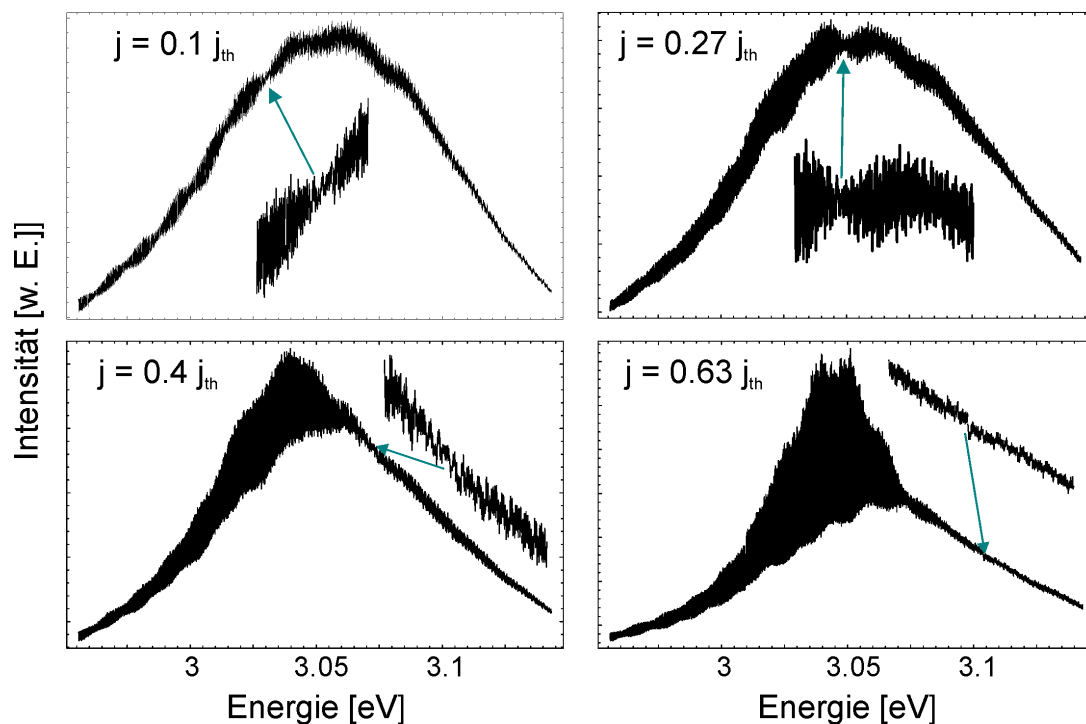


Abbildung 4-35: Spektren mit den longitudinalen Moden, die an den gekennzeichneten Stellen deutliche Einschnürungen (vgl. vergrößerte Ausschnitte) zeigen. Der Vergleich verschiedener Stromdichten, zeigt, wie diese entlang der EL- Kurve wandern. Die Messung wurden an Diode OS4 analog Abbildung 4-34 durchgeführt.

dungsträger-induzierten Brechungsindexänderung möchte ich demonstrieren, dass diese Einschnürungen durch exzitonische Absorption hervorgerufen werden. Die breitere periodische Struktur auf den Spektren kommt durch die in Abschnitt 4.1.4 beschriebene Substrat-Interferenz zustande. Im Gegensatz zu den einzelnen exzitonischen Strukturen wird diese mit zunehmender Stromdichte rot verschoben und kann so deutlich von dem exzitonischen Effekt getrennt werden.

Abbildung 4-36 zeigt die aus den obigen Elektrolumineszenzspektren gewonnenen Verstärkungskurven. Bei den Stromdichten von $0,05 \text{ j}_{\text{th}}$ bis $0,89 \text{ j}_{\text{th}}$ (Bild a) sieht man deutlich an den Stellen, an denen in den Modenspektren die Einschnürungen sitzen, Absorptionslinien. Entsprechend findet man in Bild b) die Absorptionslinien für Diode OS4 bei $0,1 \text{ j}_{\text{th}}$ bis $0,63 \text{ j}_{\text{th}}$. Das Minimum des Verstärkungsprofils für $j = 0,05 \text{ j}_{\text{th}}$ bei Beispieldiode OS5 beträgt bei der exzitonischen Absorptionslinie 80 cm^{-1} . Da bei solch niedriger Verstärkung nur minimale Modulationen auf dem EL-Untergrund entstehen, ist es schwierig diese zu detektieren. Man stößt an die Grenzen des Dynamikbereichs der CCD-Kamera, so dass eine Obergrenze gemessen wird. Störenden Einfluss haben hier wiederum die Substrat-Modulationen. Die unter α_i zusammengefassten internen Verlustmechanismen kann man an der langwelligen Grenze ablesen. Sie betragen 40 cm^{-1}

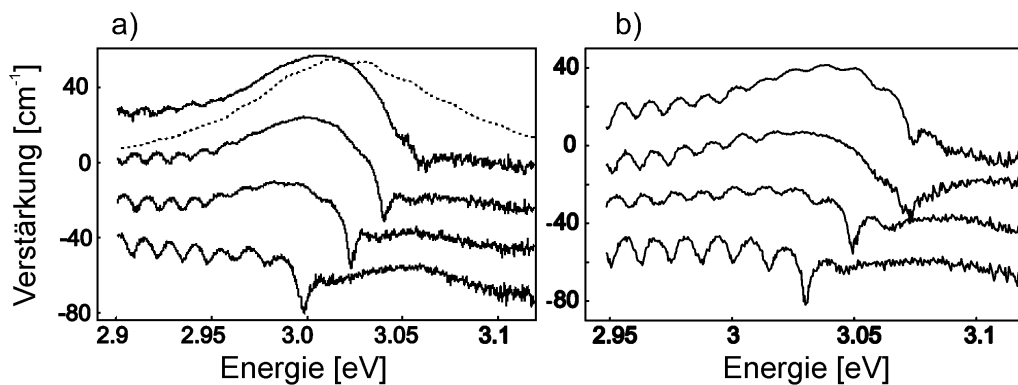


Abbildung 4-36: a) Verstärkungsspektren der Diode OS5 bei 0.05 , 0.37 , 0.63 und $0.89 \text{ j}_{\text{th}}$
 b) Verstärkungsspektren der Diode OS4 bei 0.1 , 0.27 , 0.4 und $0.63 \text{ j}_{\text{th}}$. Für bessere Übersichtlichkeit wurde zu den Verstärkungswerten jeweils 0 , 20 , 40 und 60 cm^{-1} addiert

(vgl. Abschnitt 4.1.5). Damit folgt aus der Messgröße $g = \Gamma G - \alpha_i = 40 \text{ cm}^{-1}$ bei einem optischen Füllfaktor von $\Gamma = 0,022$ für die Materialverstärkung $G = -1,8 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$. Für die Absorption des Exzitons errechnen W. W. Chow et al. [Cho98] Materialverstärkungen von $-7 \cdot 10^4$ bis $-1,8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ bei Ladungsträgerdichten von $2 \cdot 10^{12}$ bis $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Die gemessenen Absorptionslinien haben eine Breite von ca. 5 meV (Lorentz verbreitert), die sehr gut mit der Breite der exzitonischen Linien von Abbildung 4-35 aus den Simulationen übereinstimmt [Cho99]. Die spontane Elektrolumineszenz (gepunktete Kurve in Abbildung 4-37) ist homogen verbreitert mit einer Halbwertsbreite von 110 meV. Die Exzitonen-Paare können jedoch im Vergleich zu ungebundenen Ladungsträger-Paaren bei der gleichen Stromdichte Strukturen geringerer Halbwertsbreite erzeugen, da sie ladungsneutral sind und damit eine wesentlich höhere Lebensdauer erreichen. Erst mit Annäherung an die Laserschwelle bei $0,89 j_{th}$ ist die Exzitonen-Linie stark verbreitert und ausgebleicht.

Die Exzitonen-Absorption zeigt, dass die inhomogene Verbreiterung hier keine wesentliche Rolle spielt, denn bei Simulationen der Verstärkung [Cho99] sollte die exzitonische Linie ab einer inhomogenen Verbreiterung von ca. 5 meV verschwinden. Wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert, sind Indium-Fluktuationen und Schwankungen der Quantentrog-Dicke die Ursache für stark lokalisierte Zustände unterhalb der Bandkante [Chi96, Chi97a, Chi97b]. Da photonische Übergänge, bei denen solch lokalisierte Zustände beteiligt sind, erheblich verbreitert werden, kann aus dem Experiment gefolgert werden, dass sie nicht an der Absorption teilhaben. Bei den von mir verwendeten Injektionsströmen sind diese energetisch niedrig liegenden Zustände folglich bereits besetzt.

Wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, kann man aus der Verschiebung der longitudinalen Moden mit Änderung der Stromdichte die Ladungsträger-induzierte Brechungsindexänderung dn/dj berechnen. Zum Vergleich mit Abbildung 4-34 und Abbildung 4-36 (a) wurde die Auswertung für die gleiche Diode und mit den gleichen Stromdichten durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4-37 zu sehen. An den spektralen Positionen der Absorptionslinien bzw. der Einschnürungen sieht man Resonanzlinien.

Wir beobachten also auch im Realteil des komplexen Brechungsindex die exzitonischen Übergänge. Hier bleiben sie sogar bei höherer Stromdichte, bei der die Einschnürung im Modenspektrum und die Absorptionslinie breit und schwach werden, deutlich sichtbar. Es werden daher die Resonanzen von dn/dj verwendet, um in Abbildung 4-38 die Position des exzitonischen Übergangs in Abhängigkeit von der Stromdichte aufzutragen. Gleichzeitig ist die Position des Maximums der Verstärkung gegenüber der Stromdichte eingetragen. Durch die gemessenen Datenpunkte lassen sich Geraden anpassen. Die Energieverschiebungsrate der exzitonischen Resonanz liegt demnach bei $4,9 \text{ meV cm}^2 / \text{kA}$ und die des Maximums der Verstärkung bei $2,9 \text{ meV cm}^2 / \text{kA}$.

Der Schwerpunkt der Elektrolumineszenz geringer Ladungsträgerdichte, welche

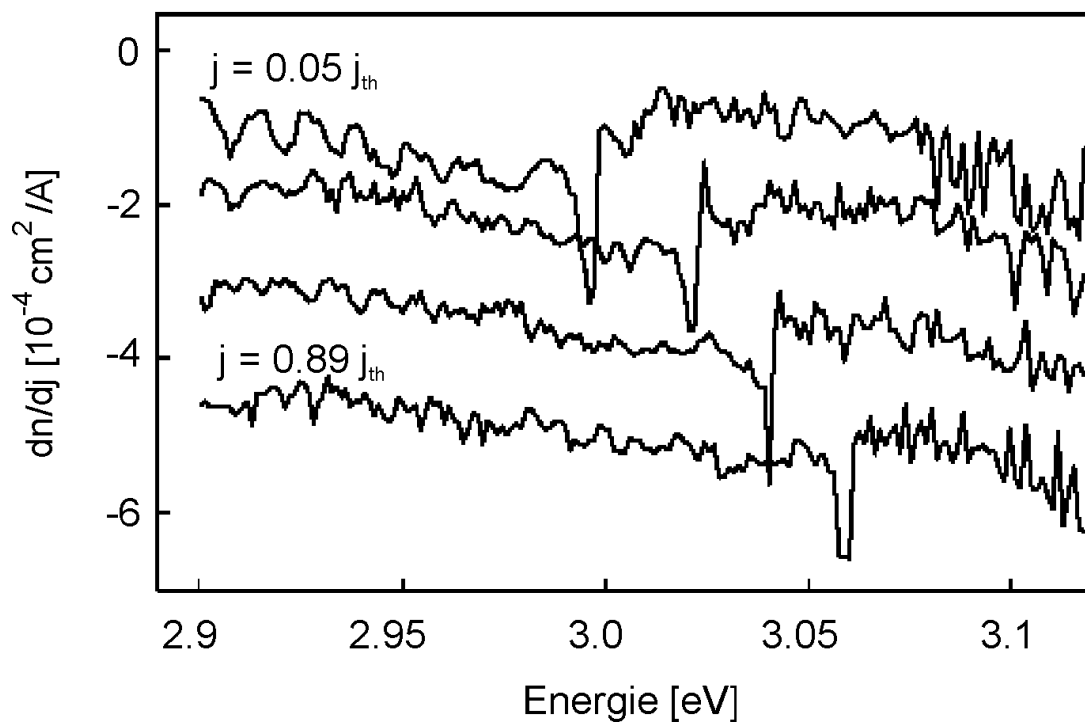


Abbildung 4-37: Ladungsträgerinduzierte Brechungsindexänderung, $d(\delta n)/dj$ berechnet für Diode OS5 bei den Stromdichten 0.05 , 0.37 , 0.63 und $0.89 j_{th}$. Für bessere Übersichtlichkeit wurden die Spektren jeweils um 0 , -1.5 , -3 und $4.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^2 / \text{A}$ verschoben. Resonanzlinien sind bis $0.89 j_{th}$ erkennbar.

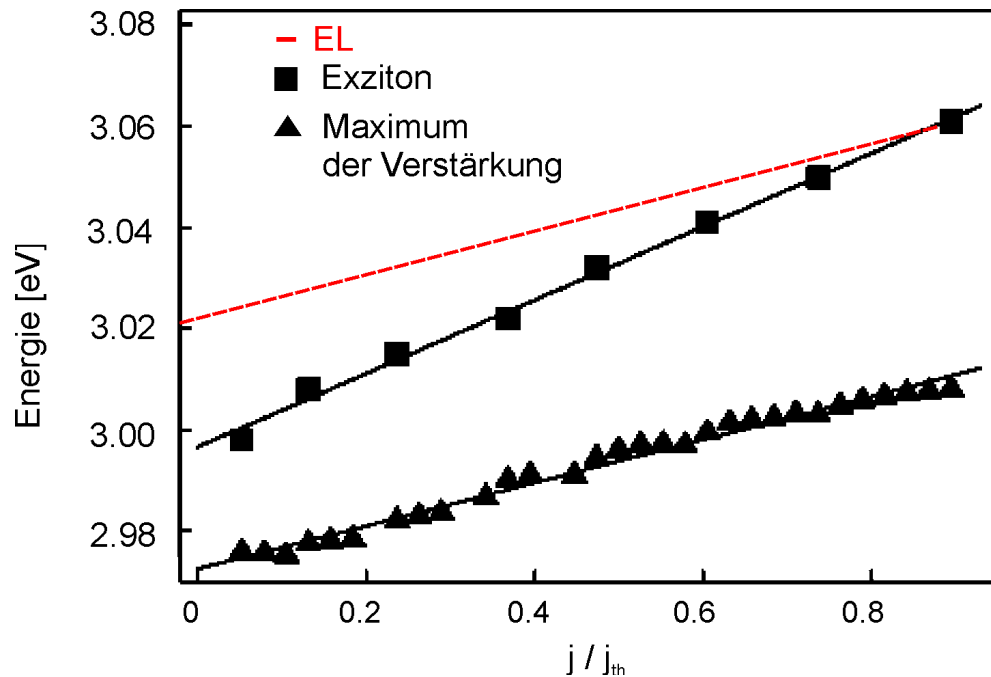


Abbildung 4-38: Spektrale Position der exzitonischen Resonanz (Quadrate) und des Maximums der Verstärkung (Dreiecke) als Funktion der Stromdichte. Mit durchgezogener Linie sind Geraden an die Messpunkte angepasst. Die rote Linie kennzeichnet die Position des Elektrolumineszenzmaximums unter der Annahme, dass es wie das Verstärkungsmaximum verschoben wird.

in Abbildung 4-36 (a) eingetragen ist, liegt bei 3,021 meV. Diesen Wert kann man als Obergrenze für die unangeregte Bandkante annehmen. Die anfängliche Exzitonresonanz (bei 0,05 j_{th}) findet man 24 meV unterhalb vom Maximum der Elektrolumineszenz, woraus man die Bindungsenergie grob abschätzen kann. Aus der Simulation für Exzitonen in Quantentrögen Abbildung 4-33 [Cho98] folgt eine Bindungsenergie des Exzitons von 60 meV. Die gemessene Bindungsenergie liegt näher bei dem Wert, welcher von S. Kalliakos et al. für Volumen-GaN veröffentlicht wurde [Kal03]. Aus dieser Abschätzung kann gefolgert werden, dass die Bindungsenergie der Exzitonen höher ist als die thermische Energie des Kristallgitters und so die Voraussetzung für die Stabilität der Exzitonen bei Raumtemperatur gegeben ist.

Wenn die Absorptionsenergie des Exzitons mit der Ladungsträgerdichte schneller steigt als die Bandlücke, bedeutet dies in erster Linie, dass seine Bindungsenergie abnimmt. Die anziehende Coulomb-Wechselwirkung der entgegenge-

setzt gepolten Ladungsträger wird durch den höheren Ladungsträgerhintergrund abgeschirmt. In der in Abschnitt 2.1.2 genannten Formel für die Bindungsenergie wird dies durch ein höheres ε ausgedrückt. Der energetische Abstand der Absorptionslinie zur unangeregten Bandkante vermindert sich (vgl. Abbildung 4-33). Schließlich kommt es zum Aufbrechen der Exzitonen, wenn die Bindungsenergie die thermische Energie des Gitters nicht mehr überwiegt.

Die Blauverschiebung des Verstärkungsmaximums mit der Stromdichte resultiert aus Bandfüllung und Abschirmung des QCSE durch den Ladungsträgerhintergrund abzüglich der Bandkanten-Renormierung. Man kann davon ausgehen, dass die Energieabsenkung der Übergänge durch das Verkippen der Bandstruktur entsprechend dem QCSE auf das Elektron-Loch-Plasma und die exzitonisch gebundenen Elektron-Loch-Zustände in gleichem Maße wirkt. Die fortschreitende Abschirmung der spontanen und piezoelektrischen Felder mit zunehmender Stromdichte macht sich als Blauverschiebung bemerkbar. Insgesamt ergibt sich eine Verschiebung der spektralen Position des Exzitons von ca. 3,00 nach ca. 3,06 eV.

Die Bandkanten-Renormierung wirkt für Exzitonen und Elektron-Loch-Plasma unterschiedlich. Die für die Bandlücken-Renormierung ursächlichen Terme sind die Coulomb-Loch-Selbstenergie und ein Hartree-Fock-Korrekturterm [Cho94]. Der erste Beitrag beschreibt für ein Elektron-Loch-Plasma, wie die abstoßende Wechselwirkung gleichpoliger Ladungsträger abgeschirmt wird und so die Bandlücke mit steigender Ladungsträgerdichte geringer wird. Dies wirkt als Rotverschiebung auf die strahlende Rekombination freier Elektronen und Löcher. Die Exzitonen erfahren gerade durch zunehmende Abschirmung die entgegengesetzte spektrale Verschiebung. Auch der zweite Term ist so wie bei [Cho94] nur auf freie Ladungsträger anwendbar und nicht auf die gebundenen Exzitonenzustände.

	Ursache und Richtung der Verschiebung	Wert der Verschiebung $dE/ (j/j_{th})$
Elektron-Loch-Plasma	QCSE (blau) Bandfüllung (blau) Renormierung (rot)	43,5 meV
Exziton	QCSE (blau) Bindungsenergie (blau)	73,5 meV

Tabelle 1 Überblick zur Verschiebung der Resonanzenergie mit Erhöhung der Ladungsträgerdichte

W. W. Chow und S. W. Koch [Cho99] zeigen, dass das Maximum der Verstärkung und das Zentrum der spontanen Emission für mittlere Ladungsträgerdichten eine parallele Blauverschiebung erfahren. Zeichnet man das gemessene Zentrum der spontanen Elektrolumineszenz bei niedriger Ladungsträgerdichte in Abbildung 4-38 mit ein und extrapoliert man zu höheren Ladungsträgerdichten, indem man die Steigung der Verstärkung annimmt, so kreuzt die entstandene Linie die Exzitonen-Resonanz bei $0.89 j_{th}$, was darauf hinweist, dass bei dieser Ladungsträgerdichte die Exzitonen instabil werden. Es wird auch beobachtet, dass bei Erreichen des Schwellstroms die Absorptionslinie schwächer wird und verschwindet. Die Exzitonen-Paare sind folglich größtenteils aufgebrochen und die Lasertätigkeit erfolgt aus dem Elektron-Loch-Plasma.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Ein neuer Messplatz zur Bestimmung der optischen Verstärkung blauer Laserdioden nach der Methode von B. W. Hakki und T. L. Paoli wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut. Er ermöglicht die Aufnahme von modulierten Elektrolumineszenzspektren im interessierenden Spektralbereich von 390-500 nm. Die Fabry-Perot-Moden können mit einer Auflösung des Detektionssystems von 4 pm gut voneinander getrennt werden. So kann mit einem Software-Paket durch Auswertung der Modulationstiefe nach dem Hakki-Paoli-Verfahren die Verstärkung berechnet werden. Zur Untersuchung kamen (In, Al) GaN-Laserdioden auf SiC-Substrat von OSRAM Opto Semiconductors.

Aus den Verstärkungsspektren lassen sich die internen Verluste der Laserdioden ablesen, so dass wir für sie Werte zwischen 39 und 45 cm⁻¹ angeben können. Allerdings wurde bei den untersuchten Dioden ein zusätzlicher Verlustmechanismus gefunden, der durch Einkopplung der Moden ins Substrat entsteht und sich durch Oszillationen auf den Verstärkungsspektren bemerkbar macht.

Zur Analyse ihrer Degradation wurden einige Laserdioden über 30 Stunden im Dauerstrichbetrieb knapp unter der Laserschwelle gealtert. Währenddessen durchgeführte Hakki-Paoli-Messungen zeigen einen graduellen Abfall der Verstärkung mit der Betriebszeit der im Verstärkungsmaximum und auf der kurzwelligen Flanke am höchsten ist. Die internen Verluste verändern sich nicht merklich und es treten keine zusätzlichen Strukturen auf. Auch im Fouriertransformierten Spektrum findet sich kein Hinweis auf die Entstehung von zusätzlichen Spitzen durch lokale Störungen der Kavität. Daher können plötzlich auftretende Prozesse und die Bildung von Rissen als Degradationsursachen ausgeschlossen werden. Der beobachtete Verlauf der Alterung kann erklärt werden durch die Bildung nicht-strahlender Rekombinationszentren in der aktiven Zone. Typischerweise kommen dafür Magnesiumatome, die entlang von Defektkanälen diffundieren, in Frage. Andere Analysemethoden [Küm04] konnten diese

Vermutung erhärten, wenn auch keine Mg-Atome in der aktiven Zone nachweisbar waren.

Den Schwerpunkt dieser Arbeit bilden Messungen der Verstärkung und des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte. Ihr Kopplungsfaktor α , der auch als Antiguiding-Faktor bezeichnet wird, wurde aus der gleichzeitigen Messung der Ladungsträger-induzierten Brechungsindexänderung und der differentiellen Verstärkung berechnet. Der α -Faktor wurde ermittelt für Injektionsströme von 5 mA bis zum Schwellstrom der jeweiligen Dioden. Derartige Messungen an (In, Al)GaN-Dioden sind bisher einmalig. Der gewählte Bereich der Ladungsträgerdichte eignet sich besonders für einen Vergleich mit Simulationsergebnissen. So findet man mit den Rechnungen der Arbeitsgruppe von W. W. Chow, die Coulomb-Wechselwirkungen ab initio einbeziehen, und in selbstkonsistenter Weise ein Modell für die Verstärkung und den α -Faktor aufstellen gute Übereinstimmung. Die Simulationen zeigen, dass sich der Einfluss des QCSE bei schmalen Quantentrögen weniger bemerkbar macht als bei breiteren und dass dort die Bandfüllung dominiert. Der gemessene Verlauf des α -Faktors in Abhängigkeit von der Photonenenergie gleicht den Simulationsergebnissen von W. W. Chow et al. für 2 nm breite Quantentröge. Die spektrale Entwicklung des α -Faktors startet mit sehr hohen Werten und konvergiert für alle Ladungsträgerdichten gegen den Wert 4, so dass er ab der spektralen Position des Verstärkungsmaximums nahe der Laserschwelle unabhängig von der Ladungsträgerdichte ist. Bei den zur Verfügung gestellten Laserdioden mit 2–3 nm breiten Quantentrögen überwog folglich die Bandfüllung den QCSE. Der relativ hohe Wert des Antiguiding-Faktors lässt beim Betrieb der untersuchten Dioden mit Strömen über der Laserschwelle die Ausbildung von Filamenten erwarten.

Weitere Simulationsrechnungen von W. W. Chow et al. sagen exzitonische Effekte als Folge hoher Coulomb-Anziehung im Quantentrog-System (In, Al)GaN vorher. Die exzitonischen Absorptionen auf dem Verstärkungsprofil, die dieses Modell vorhersagt, sind in den gemessenen Verstärkungsspektren sichtbar. Die spektrale Position dieser Absorptionen verändert sich in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte. Dies wird am deutlichsten wenn man die exzitonischen Resonanzen im Brechungsindex beobachtet, die bis zu einer Stromdichte nahe

der Laserschwelle erkennbar sind. Die stromabhängige Verschiebung der spektralen Position kommt nicht nur dadurch zustande, dass sich mit zunehmender Abschirmung durch den Ladungsträgerhintergrund die exzitonische Bindungsenergie vermindert, sondern enthält auch Beiträge durch Abschirmung des QCSE. Bei Variation der Stromdichte von 0,05 bis 0,89 j_{th} wird eine Verschiebung um 60 meV gemessen. Dieser hohe Wert spricht gemeinsam mit einem beobachtbaren Ausbleichen der Absorptionslinien bei 0,89 j_{th} dafür, dass die Exzitonen-Bindungen bei Erreichen der Laserschwelle aufgebrochen sind.

Die Theorie, dass aufgrund hoher Coulomb-Anziehung im Quantentrog-System (In, Al)GaN Exzitonen bei Raumtemperatur bestehen und durch eine Erhöhung des abschirmenden Ladungsträgerhintergrunds zerfallen, wird experimentell untermauert.

Komplexe quantenmechanische Simulationsrechnungen unter Einbeziehung von Vielteilchen-Effekten werden benötigt, um die erzielten Messergebnisse nicht nur zu verifizieren, sondern mit genauen Größenangaben zu ergänzen. Es ist daher sehr vielversprechend, dass inzwischen eine Zusammenarbeit mit Prof. Dr. B. Witzigmann von der ETH Zürich erfolgt, die den Vergleich zwischen den am Hakki-Paoli-Aufbau gewonnenen Daten und theoretischen Simulationen der selben Diodentypen von OSRAM Opto Semiconductors ermöglicht. Erste Ergebnisse aus dieser Gemeinschaftsarbeit sind zur Veröffentlichung eingereicht.

Weiterhin genutzt wurde der Messaufbau für die Arbeiten von H. Fischer, T. Schödl und G. Feicht.

6 Literaturverzeichnis

- [Agr93] G. P. Agrawal und N. K. Dutta: Semiconductor Lasers, International Thomson Publishing, London, zweite Auflage (1993)
- [Ber98] M. J. Bergmann und H. C. Casey, Jr.: *Optical-field calculations for lossy multiple-layer $Al_xGa_{1-x}N/In_xGa_{1-x}N$ laser diodes*, J. Appl. Phys. **84**(3), 1196 (August 1998)
- [Bra05] H. Braun, *Elektrische Feldabhängigkeit der Photolumineszenzspektren in InGaN/GaN – Heterostrukturen*, Diplomarbeit Universität Regensburg (2005)
- [Cas84] D. T. Cassidy: *Technique for measurement of the gain spectra of semiconductor diode lasers*, J. Appl. Phys. **56**, 3096 (1984)
- [Chi96] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota und S. Nakamura: *Spontaneous emission of localized excitons in InGaN single and multiquantum well structures*, Appl. Phys. Lett. **69** 4188 (1996)
- [Chi97a] S. Chichibu, K. Wada und S. Nakamura: *Spatially resolved cathodoluminescence spectra of InGaN quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **71** 2346 (1997)
- [Chi97b] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota und S. Nakamura: *Luminescences from localized states in InGAN epilayers*; Appl. Phys. Lett. **70** 2822 (1997)
- [Cho94] W. W. Chow, S. W. Koch und M. Sargent III: Semiconductor-Laser Physics, Springer-Verlag, Berlin (1994)
- [Cho98] W. W. Chow, A. Girndt und S. W. Koch: *Calculation of quantum well laser gain spectra*, Optics Express **2** (4), 119, (Februar 1998)
- [Cho99] W. W. Chow und S. W. Koch: *Theory of laser gain in group-III nitride quantum wells*, in *GaN and Related Materials II*, S. J. Pearton ed., Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam (1999)

- [Cho00] W. W. Chow, H. Amano und I. Akasaki: *Theoretical analysis of filamentation and fundamental-mode operation in InGaN quantum well lasers*, Appl. Phys. Lett. **76** (13), 1647 (März 2000)
- [Cho01] W. W. Chow und H. Amano: *Analysis of Lateral-Mode Behavior in Broad-Area InGaN Quantum-Well Lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **37**(2), 265 (Februar 2001)
- [Cor93] S. W. Corzine, R.-H. Yan und L. A. Coldren: *Optical Gain in III-V Bulk and Quantum Well Semiconductors in Quantum Well Lasers*, P. S. Zory ed., Academic Press, Inc., Boston, New York, London (1993)
- [Fei05] G. Feicht: *Optische Verstärkung und Ladungsträger-induzierte Brechungsindexänderung blauer Laserdioden*, Diplomarbeit, Universität Regensburg, Fakultät Physik (2005)
- [Fey87] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, Vorlesungen über Physik Band II, Oldenbourg Verlag München Wien (1987)
- [Fis04] H. Fischer: *Verstärkungsmessungen an blauen Laserdioden bei tiefen Temperaturen*, Diplomarbeit, Universität Regensburg, Fakultät Physik (2004)
- [Fra96] G. Frankowsky, F. Steuber, V. Härle, F. Scholz und A. Hangleiter: *Optical gain in GaInN/ GaN heterostructures*, Appl. Phys. Lett. **68**, 26 (April 1996)
- [Hak73] B. W. Hakki und T. L. Paoli: *cw degradation at 300° K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain*, J. Appl. Phys. **44**, 4113 (1973)
- [Hak74] B. W. Hakki und T. L. Paoli: *Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers*, J. Appl. Phys. **46**, 1299 (1974)
- [Hen82] Ch. H. Henry: *Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics **18**(2) (Februar 1982)
- [Hof98] D. Hofstetter und R.L. Thornton: *Measurement of Optical cavity Properties in Semiconductor Lasers by Fourier Analysis of the Emission Spectrum*, IEEE Journal of Quantum Electronics **34**(10), 1914 (Oktober 1998)

- [Jai00] S. C. Jain, M. Willander, J. Narayan und R. Van Overstraeten: *III-nitrides: Growth, characterization, and properties*, J. Appl. Phys. **87**(3), 965 (Februar 2000)
- [Jia99] H. X. Jiang und J. Y. Lin: *Mode spacing "anomaly" in InGaN blue lasers*, Appl. Phys. Lett. **74** (8), 1066 (Februar 1999)
- [Kal03] S. Kalliakos, P. Lefebvre, und Taliercio, *Nonlinear behavior of photoabsorption in hexagonal nitride quantum wells due to free carrier screening of the internal fields*, Phys. Rev. B **67** (2003)
- [Kir77] P.A. Kirkby, A. R. Goodwin, G. H. B. Thompson und P. R. Selway: *Observations of Self-Focusing in Stripe Geometry Semiconductor Lasers and the Development of a Comprehensive Model of Their Operation*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **13** (8), 705 (August 1977)
- [Koch05] S. W. Koch, J. Hader, A. Thränhardt und J. V. Moloney: *Gain and Absorption: Many-Body Effects*, p. 1-25 in Optoelectronic Devices, Advanced Simulation and Analysis, Piprek ed., Springer Verlag (Berlin 2005)
- [Küm04] V. B. Kümmler : *Optimierung der Leistung und Lebensdauer von Al-GaInN Halbleiterlaserdioden*, Dissertation, Universität Regensburg, Fakultät Physik (2004)
- [Law01] G. M. Laws, E. C. Larkins, I. Harrison, C. Molloy und D. Somerford: *Improved refractive index formulas for the $Al_xGa_{1-x}N$ and $In_yGa_{1-y}N$ alloys*, J. Appl. Phys. **89**(2), 1108 (Januar 2001)
- [Mad78] O. Madelung, *Introduction to solid-state theory*, Springer Verlag (1978)
- [Mak96] T. Makino, *Analytical Formulas for the Optical Gain of Quantum Wells*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **32**(3), 493 (März 1996)
- [Nak97] S. Nakamura, M. Senoh, S. Naghama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsu-shita, Y. Sugimoto und H. Kiyoku, *Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well-structure laser diodes with a long lifetime*, Appl. Phys. Lett. **70**, 868 (1997)
- [Osi87] Marek Osinski: *Linewidth Broadening Factor in Semiconductor Lasers- An Overview*, IEEE Journal of Quantum Electronics **23** (1), 9 (Januar 1987)

- [Par03] S. H. Park: *Spontaneous and piezoelectric polarization effects on linewidth enhancement factor of wurtzite InGaN/GaN quantum-well lasers*, phys. stat. sol. (a) **198**, 336 (2003)
- [Par05] S. H. Park, D. Ahn, E. H. Park, T. K. Yoo und Y. T. Lee: *Many-body optical gain and intraband relaxation time of wurtzite InGaN/GaN quantum well lasers and comparison with experiment*, Appl. Phys. Lett. **87**, (2005)
- [Ren99] F. Renzoni, J. F. Donegan und C. H. Patterson, *Optical gain and linewidth enhancement factor in bulk GaN*, Semicond. Sci. Technol. **14**, 517 (1999)
- [Röw02] M. Röwe, P. Michler, J. Gutowski, S. Bader, G. Brüderl, V. Kümmler, S. Miller, A. Weimar, A. Lell und V. Härle: *Influence of the Layer Design on the Far Field Pattern in GaN Based Laser Structures*, phys. stat. sol. (a) **194**, 414 (2002)
- [Röw03] M. Röwe, P. Michler, J. Gutowski, V. Kümmler, A. Lell und V. Härle: *Influence of the carrier density on the optical gain and refractive index change in InGaN laser structures*, phys. stat. sol. (a) **200**, 143 (2003)
- [Sch03a] U. T. Schwarz, E. Sturm, W. Wegscheider, V. Kümmler, A. Lell und V. Härle, *Optical gain, carrier induced phase shift, and linewidth enhancement factor in InGaN quantum well lasers*, Appl. Phys. Lett. **83**, 4095 (2003)
- [Sch05] U. T. Schwarz, Markus Pindl, Evi Sturm, Michael Furitsch, Andreas Leber, Staphan Miller, Alfred Lell und Volker Härle: *Influence of ridge geometry on lateral mode stability of (Al,In)GaN laser diodes*, phys. stat. sol. (a) **202**, 261 (2005)
- [Schö05] T. Schödl: *Verlustmechanismen und Degradation von blauen (Al;In)GaN Laserdioden*, Dissertation, Universität Regensburg, Fakultät Physik (2005)
- [Tisch01] U. Tisch, B. Meyler, O. Katz, E. Finkman, und J. Salzman: *Dependence of the refractive index of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ on temperature and composition at elevated temperatures*, J. Appl. Phys. **89**(5), 2676 (März 2001)
- [Yam01] A. A. Yamaguchi, M. Kuramoto, M. Nido und M. Minuta: *An alloy semiconductor system with a tailorable band-tail and its application to high-performance laser operation: I. A band-states model for an alloy-fluctuated InGaN-material system designed for quantum well laser operation*, Semicond. Sci. Technol. **16**, 763 (2001)

- [Wit05] B. Witzigmann, V. Laino, M. Luisier, U. T. Schwarz, G. Feicht, W. Wegscheider, K. Engl, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell, V. Härle: *Microscopic analysis of optical gain in InGaN/GaN quantum wells*, eingereicht bei Appl. Phys. Lett. (2005)

Dank

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die mir während der Promotionszeit zur Seite standen. Mein besonderer Dank gilt

- meinem Betreuer PD Dr. Ulrich T. Schwarz, dass er mit mir dieses Projekt in Angriff genommen hat und es stets hilfreich und ermunternd begleitet hat
- Herrn Prof. Dr. Max Maier für die freundliche Aufnahme an seinem Lehrstuhl
- Dr. Markus Pindl, Nikolaus Gmeinwieser und Dr. Thomas Schödl für die Anpassung und Bereitstellung von Software
- den Mitarbeitern aus dem „Blaue Laser“-Team von OSRAM, die mich mit Laserdioden und wertvollen Hinweisen versorgt haben
- allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für die angenehme Arbeitsatmosphäre
- Herrn Ascherl für die rasche und kompetente Fertigung technischer Hilfsmittel
- Uli und Nik für das Korrekturlesen unausgegorener Versionen
- meinen Eltern, die mich während meiner gesamten Studiendauer tatkräftig unterstützt haben
- meinem Ehemann Gerald, der alle Phasen der Promotion mit ihren Höhen und Tiefen mit durchgestanden hat und meinen Kindern Lisa und Timo, die bereitwillig für Ablenkung sorgten